

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre WAGNER

1^{ère} THÈSE - Étude expérimentale de réactions (p, p) et (d, p) sur les isotopes du magnésium et interprétation par les théories d'interaction directe et de noyau composé.

2^{ème} THÈSE - Les états isobariques analogues.

Soutenues le 3 Mai 1968 devant la Commission d'examen

MM. S.	GORODETZKY	Président
A.	GALLMANN	} Examineurs
G.	MONSONEGO	
P.E.	HODGSON	

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre WAGNER

1^{ère} THÈSE - *Étude expérimentale de réactions (p, p) et (d, p) sur les isotopes du magnésium et interprétation par les théories d'interaction directe et de noyau composé.*

2^{ème} THÈSE - *Les états isobariques analogues.*

Soutenues le 3 Mai 1968 devant la Commission d'examen

MM. S.	GORODETZKY	Président
A.	GALLMANN	} Examineurs
G.	MONSONEGO	
P.E.	HODGSON	

Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41553615_0025

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE STRASBOURG

Doyen : Professeur J.H.VIVIEN

Doyens Honoraires : A.KIRRMANN, P.LACROUTE, H.J.MARESQUELLE,
G.MILLOT

Professeurs Honoraires : P.DE BEAUCHAMP, L.BOISSELET, H.CARTAN,
G.CERF, C.CHABAUTY, A.CHRETIEN, J.DENY,
Ch.EHRESMANN, M.FRECHET, Mle S.GILLET,
A.HEE, R.HOCART, A.KIRRMANN, G.LEMEE,
P.L'HERITIER, A.LICHNEROWICZ, L.NEEL,
Ch.SADRON, E.TERROINE, R.THIRY, H.VILLAT,
H.WEISS, Et.WOLFF, J.YVON.

Maître de Conférences Honoraire : R.WEIL

Professeurs :

H.J.MARESQUELLE	T.	Biologie végétale
A.ROUSSEL	T.	Calcul différentiel et intégral et théorie des fonctions
H.FORESTIER	T.	Chimie générale
J.ROTHE	T.	Physique du Globe
P.LACROUTE	T.	Astronomie
J.H.VIVIEN	T.	Zoologie et Embryologie expéri- mentale
A.MAILLARD	T.	Physicochimie du Pétrole
S.GORODETZKY	T.	Physique générale et Physique Nucléaire
L.SACKMANN	T.	Mécanique des Fluides
J.BYE	T.	Chimie Physique
R.LOMBARD	T.	Chimie Organique
Melle M.PEREY	T.	Chimie Nucléaire
S.GOLDSZTAUB	T.	Minéralogie et Pétrographie
P.JOLY	T.	Biologie générale
H.BENOIT	T.	Physicochimie macromoléculaire
P.CUER	T.	Physique générale et physique corpusculaire
G.MILLOT	T.	Géologie et Paléontologie
R.LECOLAZET	T.T.P.	Physique du Globe
H.SAUCIER	T.T.P.	Minéralogie
R.ROHMER	T.	Chimie Minérale
Mle A.GAGNIEU	T.T.P.	Botanique
S.NIKITINE	T.	Physique Générale

F. STUTINSKY	T.	Physiologie générale
B. WURTZ	T.T.P.	Chimie Biologique
J. BRENET	T.	Electrochimie
G. OURISSON	T.T.P.	Chimie
A. COCHE	T.T.P.	Physique Nucléaire
R. CERF	T.	Physique Générale
J. FRENKEL	T.T.P.	Mathématiques
P. TAGLANG	T.	Physique
J. P. LONCHAMP	T.T.P.	Physique
A. DELUZARCHE	T.T.P.	Chimie
J. B. DONNET	T.T.P.	Chimie Physique
R. ARMBRUSTER	T.T.P.	Physique
A. ROCHE	T.T.P.	Physique du Globe
L. HIRTH	T.	Microbiologie
A. SIGOT	P.S.C.	Zoologie
J. COGNE	T.T.P.	Géologie
A. FUCHS	T.	Mécanique Rationnelle
A. GALLMANN	T.T.P.	Physique
P. MIAHLE	T.T.P.	Physiologie animale
J. P. EBEL	T.	Chimie biologique
J. PARROD	T.T.P.	Chimie
R. WEY	T.T.P.	Chimie
Mme D. MAGNAC	T.T.P.	Physique
M. DAUNE	P.S.C.	Physique
J. P. ADLOFF	T.T.P.	Chimie Nucléaire
D. BERNARD	T.T.P.	Méthodes mathématiques de la physique
M. ZISMAN	T.T.P.	Mathématiques
E. DANIEL	T.	Physique expérimentale
P. CHEVALLIER	T.	Physique
J. GREMILLARD	T.T.P.	Mécanique des Fluides
P. CARTIER	T.	Mathématiques
G. REEB	T.	Topologie
F. NORGUET	T.	Analyse supérieure
R. CHAUVIN	T.	Psychophysiologie
J. WUCHER	P.S.C.	Physique
Mme M. BRINI	P.S.C.	Chimie
G. PERNY	P.S.C.	Physique
R. BARO	P.S.C.	Physique
H. DURANTON	P.S.C.	Botanique
R. WEISS	T.T.P.	Chimie
P. FEDERLIN	T.T.P.	Chimie
J. LERAY	P.S.C.	Physique
J. P. SCHWING	P.S.C.	Chimie
M. SIESKIND	P.S.C.	Physique
G. MONSONEGO	T.	Physique Théorique
P. GABRIEL	T.T.P.	Mathématiques

C. WIPPLER	T.	Physicochimie des Hauts Polymère Industriels
P.A. MEYER	T.T.P.	Mathématiques
G. WEILL	P.S.C.	Physique
J.M. BLOCH	T.	Chimie
A. CLAUSSE	P.S.C.	Chimie
E. FOLLENIUS	P.S.C.	Zoologie
J. LUCAS	P.S.C.	Géologie
G. GLAESER	T.	Mathématiques
J.J. THIEBOLD	P.S.C.	Biologie Animale

Professeurs Associés :

S.R. de GROOT	Physique
R. MARCHESSAULT	Physicochimie macromoléculaire
G. LUMER	Mathématiques
R. MORIARTY	Chimie organique
J. AUSLANDER	Physique Corpusculaire

Maîtres de Conférences :

H. DANAN	Physique
Mme WINTER Ch.	Physique
J.P. EBERHART	Minéralogie
Mme D. CAGNIANT	Chimie
X. FERNIQUE	Mathématiques
J. STREITH	Chimie
J.H. WEIL	Chimie Biologique
F. GAUTIER	Physique propédeutique
G. SUTTER	Physique électronique
D. FOATA	Mathématiques
J.L. VERDIER	Mathématiques
J.M. LEHN	Chimie
Cl. ROBERT	Physique
Mr. LACROUTE	Biologie végétale
M. GOUNOT	Botanique
J. PRADINES	Mathématiques
A. GIRARDIE	Biologie animale
F. BECKER	Physique mathématique
J. DEHAND	Chimie minérale
Cl. GODBILLON	Mathématiques
M. KAROUBI	Mathématiques
A. MIGNOT	Mathématiques appliquées

Maîtres de conférences associés :

V. AVANISSIAN	Mathématiques
---------------------	---------------

Secrétaire : G. SAINT-PE

ETUDE EXPERIMENTALE DE REACTIONS (p,p)
ET (d,p) SUR LES ISOTOPES DU MAGNESIUM ET INTERPRETATION
PAR LES THEORIES D'INTERACTION DIRECTE ET DE NOYAU
COMPOSE

par Pierre WAGNER

A Monsieur le Professeur S. GORODETZKY

Directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires de

Strasbourg

Hommage de profonde gratitude

A LA MEMOIRE DE MON PERE

A MA MERE

A MA FEMME

INTRODUCTION

Les insuffisances actuelles de nos connaissances sur les forces entre nucléons ne permettent pas d'élaborer une théorie rigoureuse des réactions nucléaires. Une telle théorie introduirait en outre l'Hamiltonien d'un système à plusieurs corps, et le traitement mathématique de ce problème est extrêmement complexe. Aussi est-on amené à faire appel à des formalismes simples pour décrire les interactions nucléaires. Dans le cas de l'interaction directe on utilisera, notamment, la théorie du modèle optique et l'approximation de Born avec ondes distordues qui permettent d'analyser les sections efficaces de diffusion élastique et de réaction (d, p).

Ces analyses sont particulièrement appropriées aux noyaux lourds et moyens car un grand nombre d'états sont alors excités dans le noyau composé et beaucoup de voies de réaction sont énergétiquement permises, de sorte que la contribution aux sections efficaces du mécanisme par noyau composé est faible. Pour des noyaux plus légers et à des énergies faibles, cette contribution devient plus importante car le nombre d'états excités dans le noyau composé devient plus petit et peu de voies de réaction restent ouvertes. L'amplitude de réaction comprend alors un terme de noyau composé et un terme d'interaction directe, ce dernier étant prépondérant à plus haute énergie.

Il est donc important d'étudier le domaine d'application des théories d'interaction directe et d'essayer de séparer les contributions d'interaction directe et de noyau composé dans les sections efficaces mesurées. Ceci facilitera les études de structure nucléaire des noyaux légers et donnera aussi une connaissance plus approfondie du mécanisme des interactions nucléaires.

Nous avons procédé à l'analyse de réactions sur des noyaux situés dans la région intermédiaire entre les noyaux légers et moyens, car on peut supposer alors la théorie applicable au moins approximativement. Le magnésium a été choisi pour cette raison et aussi parce que plusieurs isotopes sont disponibles séparément.

Dans une étude détaillée de l'application d'une théorie de réaction nucléaire, il est bon d'avoir des mesures portant sur le plus grand nombre possible de voies contribuant à la réaction et à plusieurs énergies, de sorte qu'on puisse les analyser toutes ensemble en utilisant les mêmes potentiels optiques. Dans ce travail nous avons mesuré les sections efficaces de la réaction $^{24}\text{Mg} (d, p) ^{25}\text{Mg}$ pour cinq niveaux de ^{25}Mg , celles de la diffusion élastique $^{25}\text{Mg} (p, p) ^{25}\text{Mg}$ aux énergies incidentes de 5 MeV et de 6 MeV, et celles de la diffusion inélastique $^{25}\text{Mg} (p, p') ^{25}\text{Mg}$ pour neuf niveaux de ^{25}Mg .

Les sections efficaces de ces réactions présentent des fluctuations rapides en fonction de l'énergie, dues à la contribution du mécanisme de noyau composé. Cette contribution a été calculée en utilisant la théorie de Hauser et Feshbach (Ha 52). Les fluctuations ont été étudiées à l'aide de la théorie développée par Ericson (Er 63) et par Brink et al. (Br 63, Br 64a). Ceci nous a permis de déterminer l'énergie de cohérence, ou largeur moyenne des niveaux du noyau composé Γ , le nombre effectif de voies contribuant à la réaction et de séparer les contributions d'interaction directe et de noyau composé.

Le modèle optique et la théorie des ondes distordues ont été également utilisés pour analyser les sections efficaces de diffusion élastique $^{26}\text{Mg} (d, d) ^{26}\text{Mg}$ et les sections efficaces de la réaction $^{26}\text{Mg} (d, p) ^{27}\text{Mg}$ pour quatre niveaux de ^{27}Mg .

En outre, une étude spectroscopique a porté sur les trois premiers niveaux excités du noyau ^{27}Mg , atteints par la réaction : $^{26}\text{Mg}(\text{d}, \text{py})^{27}\text{Mg}$. Les rayonnements gamma de désexcitation de ces niveaux, ont été mesurés en coïncidence avec les protons qui les alimentent et les rapports d'embranchement relatifs à ces niveaux ont été déterminés. Des corrélations angulaires entre les protons et les rayonnements gamma ont été mesurées en détectant les protons sur l'axe du faisceau. Ces mesures ont été analysées par la méthode de Litherland et Ferguson (Li 61) dans le but d'obtenir des informations sur le moment angulaire des niveaux et les mélanges multipolaires des transitions électromagnétiques.

Dans une première partie nous décrivons sommairement les mécanismes d'interaction directe : modèle optique et théorie des ondes distordues et les mécanismes par noyau composé : théorie de Hauser et Feshbach et analyse des fluctuations, ainsi que la méthode des corrélations angulaires donnée par Litherland et Ferguson. Nous donnons également quelques indications sur les méthodes de calcul numérique dont nous nous sommes servis.

Une deuxième partie est consacrée aux dispositifs expérimentaux et à la description des techniques utilisées pour les mesures de distributions angulaires, de courbes d'excitation et de corrélations angulaires particules-gamma.

Dans une troisième partie nous donnons les résultats expérimentaux qui sont analysés à l'aide des théories décrites dans la première partie.

Toutes nos mesures ont été faites à l'accélérateur Van de Graaff de 5,5 MV du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg. Les calculs numériques ont été faits à l'aide de l'ordinateur IBM 1620 II puis 360-40.

PREMIERE PARTIE

CONSIDERATIONS THEORIQUES

1) Le modèle optique et la diffusion élastique directe

La théorie de l'interaction d'une particule avec un noyau ne peut être traitée exactement, car elle se présente comme un problème à plusieurs corps. Le modèle optique introduit une hypothèse très simplificatrice en remplaçant cette interaction par un potentiel complexe à deux corps entre la particule incidente et le noyau cible. L'introduction d'un potentiel complexe est analogue à la description de la propagation de la lumière dans un milieu réfringent et absorbant. Optiquement l'absorption de l'onde lumineuse peut être décrite en utilisant un indice de réfraction complexe. De même, dans le modèle optique, la diffusion élastique et l'absorption sont également décrites par un potentiel complexe.

a) Calcul des sections efficaces

Dans ce travail nous avons pris, pour décrire l'interaction entre la particule incidente et le noyau cible un potentiel local complexe à deux corps (Ho 63) :

$$V(r) = V_c(r) - U f(r) - i W g(r)$$

où r est la distance entre les 2 particules. Le potentiel coulombien $V_c(r)$ est celui créé par une sphère de charge uniforme de rayon $R_c = r_u A^{1/3}$, où A est la masse atomique :

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) & \text{pour } r < R_c \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & \text{pour } r \geq R_c \end{cases}$$

$Z_1 e$ et $Z_2 e$ sont les charges des deux particules.

U et W sont les profondeurs des parties réelles et imaginaires du potentiel nucléaire. $f(r)$ et $g(r)$ sont des facteurs de forme donnant la dépendance radiale de ces potentiels et plus précisément $f(r)$ à une forme de Saxon - Woods :

$$f(r) = [1 + \exp(x)]^{-1} \quad \text{avec} \quad x = \frac{r - r_u A^{1/3}}{a_u}$$

où a_u est le paramètre de diffusion de surface, tandis que $g(r)$ est proportionnel à une dérivée de Saxon - Woods :

$$g(r) = 4 \exp(y) [1 + \exp(y)]^{-2} \quad \text{avec} \quad y = \frac{r - r_w A^{1/3}}{a_w}$$

Un tel potentiel dépend donc des 6 paramètres U, r_u , a_u , W, r_w , a_w .

En partant de ce potentiel il est aisé de calculer la section efficace de diffusion élastique (Bj 58, Bu 60, Me 61) en résolvant l'équation de Schrödinger de tout le système :

$$\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi + [E - V(r)] \psi = 0$$

où μ est la masse réduite et E l'énergie dans le système du centre de masse.

On sépare la fonction d'onde totale ψ en partie radiale et angulaire, en la développant en une série de polynômes de Legendre :

$$\psi = \sum_l \frac{u_l(r)}{r} P_l(\cos \theta)$$

et on fait le changement de variable $\rho = kr$ où $k = \frac{(2\mu E)^{1/2}}{\hbar}$ est le nombre d'onde. La partie radiale est alors solution de l'équation :

$$\left[\frac{d^2}{d\rho^2} + 1 - \frac{V(\rho)}{E} - \frac{l(l+1)}{\rho^2} \right] u_l(\rho) = 0$$

avec les conditions aux limites suivantes : $u_l(\rho)$ est nul à l'origine et a pour forme asymptotique, lorsque le potentiel nucléaire est négligeable,

$$u_l(\rho) = [F_l(\rho) + i G_l(\rho)] + S_l [F_l(\rho) - i G_l(\rho)]$$

F_l et G_l sont les fonctions coulombiennes sphériques régulières et irrégulières à l'origine, S_l est un élément de matrice de diffusion complexe, lié au déphasage complexe par la relation :

$$S_l = \exp(2i\delta_l)$$

Le calcul de S_l se fait en intégrant l'équation différentielle depuis l'origine $\rho = 0$, jusqu'à une valeur ρ_m , où le potentiel nucléaire est négligeable et en égalant la dérivée logarithmique de cette solution interne avec celle de la solution asymptotique. L'amplitude de diffusion est

... ..

$$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}}$$

... ..

$$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \right)$$

... ..

$$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \right)$$

... ..

$$\left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \right)$$

... ..

alors donnée par :

$$f(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{\ell} (2\ell+1) (1 - S_{\ell}) \exp(2i\sigma_{\ell}) P_{\ell}(\cos\theta)$$

où σ_{ℓ} est le déphasage coulombien et $f_c(\theta)$ l'amplitude de diffusion coulombienne :

$$f_c(\theta) = - \frac{\gamma}{2k \sin^2 \frac{\theta}{2}} \exp \left[2i\sigma_0 - 2i\gamma \log \left(\sin \frac{\theta}{2} \right) \right]$$

avec $\gamma = \frac{\mu Z_1 Z_2 e^2}{k \hbar^2}$

La section efficace différentielle de diffusion élastique est alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2$$

et la section efficace d'absorption totale :

$$\sigma_A = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell} (2\ell+1) [1 - |S_{\ell}|^2]$$

A cause de l'interaction coulombienne, la section efficace différentielle diverge pour les petites valeurs de θ et on ne peut pas définir de section efficace totale.

b) Techniques numériques

Les sections efficaces de diffusion élastique $^{25}\text{Mg} (p,p) ^{25}\text{Mg}$ ont été calculées, en collaboration avec le Professeur P.E. Hodgson d'Oxford, à l'aide de techniques numériques décrites par Buck et al. (Bu 60) Pour la diffusion élastique $^{26}\text{Mg} (d,d) ^{26}\text{Mg}$, nous avons utilisé des méthodes de calculs analogues mises au point sur l'ordinateur IBM 360-40. Sans vouloir entrer dans les détails de ce calcul, nous donnons ci-dessous

quelques-unes des techniques utilisées.

L'intégration de l'équation différentielle du second ordre donnant la partie radiale de la fonction d'onde est effectuée par la méthode de Fox - Goodwin (Fo 49) qui est une méthode à pas liés, applicable si l'équation ne comporte pas de dérivée première. Si on écrit cette équation sous la forme :

$$u'' + K u = 0$$

cette méthode utilise l'approximation :

$$u_{n+1} = \frac{\left(2 - \frac{5}{6} h^2 K_n\right) u_n - \left(1 + \frac{h^2}{12} K_{n-1}\right) u_{n-1}}{1 + \frac{h^2}{12} K_{n+1}} + O(h^6)$$

où h est le pas d'intégration et $u_n = u(nh)$, $K_n = K(nh)$. Cette méthode est plus rapide que la méthode plus répandue de Runge - Kutta. Les valeurs de départ de la fonction, u_1 et u_2 , sont calculées par un développement en série de ρ , au voisinage de $\rho = 0$,

$$u_\rho(\rho) = \rho^{l+1} (1 + a_1 \rho + a_2 \rho^2 + \dots)$$

où les coefficients a_i sont facilement calculables à partir de l'équation différentielle. La valeur de la dérivée $u'(\rho)$ est obtenue en intégrant, par la méthode de Simpson, la quantité $-K(\rho) u(\rho) = u''(\rho)$.

Les déphasages coulombiens sont calculés en se servant de la relation de récurrence :

$$\sigma_l = \sigma_{l+1} - \text{Arctg} \frac{\gamma}{\rho_{l+1}}$$

et de l'expression asymptotique de σ_ℓ pour les grandes valeurs de ℓ :

$$\sigma_\ell = \alpha \left(\ell + \frac{1}{2} \right) + \gamma (\log \beta - 1) + \frac{1}{\beta} \left(-\frac{\sin \alpha}{12} + \frac{\sin 3\alpha}{360\beta^2} - \frac{\sin 5\alpha}{1260\beta^4} + \dots \right)$$

où $\alpha = \text{Arctg} \frac{\gamma}{\ell+1}$ et $\beta = [\gamma^2 + (\ell+1)^2]^{1/2}$

Quant aux fonctions coulombiennes F_ℓ et G_ℓ , leur calcul et celui de leurs dérivées a été décrit en détail par Buck et al. (Bu 60).

Les fonctions coulombiennes F_ℓ , G_ℓ et leurs dérivées F'_ℓ , G'_ℓ sont obtenues à l'aide des relations de récurrence sur ℓ . Pour F_ℓ on utilise la méthode de Miller et on part d'une valeur de ℓ grande. On pose $F_{\ell+1} = 0$ et $\alpha F_\ell = \varepsilon$, où ε est un nombre petit et α une constante de normalisation donnée ultérieurement par la relation du Wronskien :

$$F'_0 G_0 - F_0 G'_0 = 1$$

Pour G_ℓ on utilise la relation de récurrence en partant de $\ell = 0$. G_0 et G'_0 sont calculées en utilisant leur comportement asymptotique :

$$G_0(\rho) = S \cos \varphi - t \sin \varphi$$

$$G'_0(\rho) = S \cos \varphi - T \sin \varphi$$

avec $\varphi = \rho - \gamma \log(2\rho) + \sigma_0$

où s , S , t et T sont des séries en $1/\rho$. Pour que la convergence de ces séries soit assurée avec une bonne précision, il est nécessaire de les calculer pour une valeur de ρ grande. On intègre ensuite l'équation différentielle ne contenant que le terme coulombien jusqu'au point $\rho = \rho_M$ où se fait le raccordement avec la fonction d'onde interne. Ce raccordement

permet d'obtenir les éléments de matrice S_ℓ . Le reste du calcul conduisant à l'amplitude de diffusion et aux sections efficaces ne présente pas de difficultés autres que l'utilisation d'une arithmétique complexe.

Le potentiel utilisé ici ne tient pas compte du spin des particules en interaction. Dans le cas où la particule incidente a pour spin 1/2 et le noyau cible un spin nul, la façon la plus simple d'en tenir compte est d'ajouter au potentiel d'interaction un terme spin-orbite :

$$V_{s0}(r) = - (U_s + i W_s) h(r) \vec{\ell} \cdot \vec{\sigma}$$

où U_s et W_s sont les profondeurs de la partie réelle et imaginaire, $h(r)$ un facteur de forme et $\vec{\sigma}$ l'opérateur de spin de Pauli. Le spin de la particule incidente peut se coupler de deux façons au moment angulaire orbital ℓ pour donner le moment angulaire total $j = \ell \pm \frac{1}{2}$ et les valeurs propres de $\vec{\ell} \cdot \vec{\sigma}$ correspondant à ces deux orientations de spin sont ℓ et $-(\ell + 1)$. L'équation de Schrödinger se scinde alors en deux équations radiales pour chaque valeur de ℓ . L'état de polarisation de la particule incidente est changé par ce potentiel et la polarisation de la particule diffusée peut être calculée. Nous avons également écrit un programme qui inclut ce potentiel spin-orbite. Toutefois dans les calculs présentés plus loin, en l'absence de mesure de polarisation, ce potentiel a été négligé car son effet sur la distribution angulaire des sections efficaces différentielles est faible.

c) Optimisation des paramètres

Jusqu'ici nous avons décrit le calcul des grandeurs physiques, en particulier des sections efficaces, lorsqu'un potentiel nucléaire a été choisi. Néanmoins, lorsqu'une distribution angulaire des sections efficaces a été mesurée, il n'est pas possible de remonter directement aux valeurs

du potentiel qui en rendent compte. Par contre, on peut ajuster les valeurs des paramètres qui caractérisent le potentiel dans le but de rechercher le meilleur accord entre les sections efficaces théoriques et les valeurs expérimentales.

Les calculs numériques relatifs à la diffusion de protons par ^{25}Mg ont été effectués à Oxford à l'aide d'un programme décrit par Maddison (Ma 62). Pour la diffusion élastique de deutérons par ^{26}Mg , nous avons écrit un programme analogue où, de plus, le domaine de variation des paramètres du potentiel est limité à des valeurs physiquement acceptables.

Dans ces calculs on cherche, par une méthode de moindres carrés, le minimum de la quantité Δ qui donne la qualité de l'ajustement :

$$\Delta = \sum_i \frac{[F(\theta_i) - f(\theta_i)]^2}{[\varepsilon(\theta_i)]^2}$$

où $f(\theta_i)$ et $F(\theta_i)$ sont les sections efficaces différentielles théoriques et expérimentales aux angles θ_i (dans le système du centre de masse), et $\varepsilon(\theta_i)$ est l'erreur associée à $F(\theta_i)$.

Soient x_r $r = 1, 2, \dots, n$ les paramètres recherchés. Le principe de la méthode consiste à résoudre les n équations :

$$\frac{\partial \Delta}{\partial x_r} = 0 \quad \text{pour } r = 1, 2, \dots, n$$

$$\text{soit } \sum_{i=1}^n \sum_j \frac{\partial f_i}{\partial x_r} \frac{\partial f_i}{\partial x_s} \frac{\delta x_s}{\varepsilon_i^2} = \sum_i \frac{(F_i - f_i)}{\varepsilon_i^2} \frac{\partial f_i}{\partial x_r}$$

La solution du système donne les n variations δx_r des paramètres. Dans la méthode habituelle des moindres carrés, les valeurs $x_r + \delta x_r$ sont prises comme nouvelles valeurs initiales des paramètres. Dans la méthode décrite par Maddison on introduit une nouvelle variable Z servant à définir des valeurs de x_r dans la direction prédite par les variations δx_r :

$$x_r(Z) = x_r^0 + Z \delta x_r$$

On calcule ensuite Δ pour deux valeurs de Z et on fait l'approximation que $\Delta(Z)$ est une parabole. La valeur de Z correspondant au minimum de cette parabole donne alors les nouvelles valeurs des paramètres qui servent dans l'itération suivante. Le calcul est arrêté lorsque les valeurs de Δ ne décroissent plus.

2) L'approximation DWBA pour les réactions de stripping $A(d,p)B$

L'étude des réactions procédant par interaction directe s'est révélée une source fructueuse d'informations concernant la structure des noyaux. La théorie développée par Butler (Bu 51.) utilise l'approximation de Born et remplace les fonctions d'onde des particules en interaction par des ondes planes. Une autre approximation de cette théorie consiste à imposer un rayon de coupure et à limiter les intégrales à la partie extérieure à ce rayon. Nous avons utilisé une théorie analogue, appliquée à une réaction de double transfert de nucléons $^{14}\text{N}(^3\text{He},p)^{16}\text{O}$, (Go 62, 63).

L'approximation de Born avec ondes distordues (DWBA) suppose que le processus le plus important est la diffusion élastique et que la réaction peut être traitée comme une perturbation. Les mouvements relatifs avant et après la réaction sont décrits par les ondes distordues, calculées par la théorie du modèle optique, de sorte que la transition a lieu entre

deux états de diffusion élastique. D'autre part, les intégrations s'étendent sur tout l'espace, y compris l'intérieur du noyau. Une autre propriété de cette théorie est de prédire des sections efficaces absolues, compte tenu des facteurs de structure nucléaire, et donc éventuellement d'extraire ceux-ci par comparaison avec les données expérimentales (Sa 64).

Dans le cas d'une réaction de stripping $A(d,p)B$ on prend pour interaction un potentiel d'interaction V , entre le proton et le neutron, qui forment le deutéron. On fait, de plus, l'hypothèse que ce potentiel est local et de portée nulle. On néglige également les effets de couplage spin-orbite sur les fonctions d'onde de diffusion élastique, ainsi que les effets tensoriels provenant de l'état D du deutéron (To 55, To 59, Bu 61, Ba 62).

En désignant par J_A, J_B, s_d, s_p les spins des particules en interaction et par m_A, m_B, m_d, m_p les projections de ces spins sur l'axe Oz, l'élément de matrice de transition a la forme :

$$T = \langle J_B m_B s_p m_p, \vec{k}_p | V | J_A m_A s_d m_d, \vec{k}_d \rangle$$

$$= J \iint d\vec{r}_{dA} d\vec{r}_{pB} \Phi_{\vec{k}_p}^{-*}(\vec{r}_{pB}) \langle J_B m_B s_p m_p | V | J_A m_A s_d m_d \rangle \Phi_{\vec{k}_d}^+(\vec{r}_{dA})$$

$\vec{k}_p$ et $\vec{k}_d$ sont les vecteurs d'onde du proton et du deutéron. Les Φ sont des ondes distordues qui ont pour comportement asymptotique :

$$\Phi_{\vec{k}}^+(\vec{r}) \rightarrow e^{i\vec{k}\vec{r}} + f(\theta, \varphi) \frac{e^{ikr}}{r}$$

$$\Phi_{\vec{k}}^-(\vec{r}) \rightarrow e^{i\vec{k}\vec{r}} + f^*(\pi-\theta, \varphi+\pi) \frac{e^{-ikr}}{r}$$

J est le Jacobien de la transformation qui permet de passer des coordonnées du proton et du neutron aux vecteurs de position $\vec{r}_{dA}$ et $\vec{r}_{pB}$.

L'interaction effective $\langle |V| \rangle$ peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} & \langle J_B m_B \lambda_P m_P | V | J_A m_A \lambda_d m_d \rangle \\ &= \int \Psi_{J_B m_B}^* (\xi, r_{nA} \sigma_n) \Psi_{\lambda_P m_P}^* (\sigma_P) V(r_{pn}) \Psi_{J_A m_A} (\xi) \Psi_{\lambda_d m_d} (r_{pn}, \sigma_P \sigma_n) d\xi d\sigma_P d\sigma_n \end{aligned}$$

où ξ représente les coordonnées internes de la cible et σ_i les coordonnées internes (spin) de la particule i. L'intégration sur ξ peut être effectuée formellement en introduisant les largeurs réduites $\theta_{j\ell}^2$ (ou coefficients de parentage) et en décomposant en termes correspondant au transfert d'un moment angulaire total :

$$\begin{aligned} \vec{j} &= \vec{\ell} + \vec{s} \\ \vec{j}_B - \vec{j}_A &= \vec{j} \\ \vec{\lambda}_d - \vec{\lambda}_P &= \vec{s} \\ \int \Psi_{J_B m_B}^* (\xi, r_{nA} \sigma_n) \Psi_{J_A m_A} (\xi) d\xi &= \sum_{j \ell s} (J_A j m_A m_B - m_A | J_B m_B) \\ &\times (\ell s m_P | j m_B - m_A) \theta_{j\ell} R_\ell(r_{nA}) [i^\ell \gamma_\ell^m(\hat{r}_{nA})]^* \Psi_{\lambda_P}^* (\sigma_n) \end{aligned}$$

où $R_\ell(r)$ est la partie radiale de la fonction d'onde du neutron, normalisée par $\int_0^\infty R_\ell^2 r^2 dr = 1$. Si on fait alors l'hypothèse que le proton et le neutron sont dans un état S de mouvement relatif à l'intérieur du deutéron on peut poursuivre l'intégration :

$$\int \Psi_{\lambda_p m_p}^* (\sigma_p) \Psi_{\lambda_p}^* (\sigma_m) \Psi_{\lambda_d m_d} (\vec{r}_{pm}, \sigma_p \sigma_m) d\sigma_p d\sigma_m = (\lambda_p \lambda_m \mu | \lambda_d m_d) \bar{\Phi}_d (\vec{r}_{pm})$$

où $\bar{\Phi}_d$ représente la partie radiale de la fonction d'onde du deuteron avec la normalisation : $\int \bar{\Phi}_d (r) r^2 dr = 1$

L'approximation de la portée nulle du potentiel consiste à écrire : $V(\vec{r}_{pm}) \bar{\Phi}_d (\vec{r}_{pm}) = D_0 \delta(\vec{r}_{pm})$

$$\text{Or, } \vec{r}_{pm} = \frac{M_d M_p}{M_n (M_n + M_d)} \left(\vec{r}_{pB} - \frac{M_n}{M_B} \vec{r}_{dA} \right)$$

et $J = \left[\frac{M_d M_p}{M_n (M_n + M_d)} \right]^3$ où M_x est la masse de la particule x

On a donc $\delta(\vec{r}_{pm}) = \frac{1}{J} \delta \left(\vec{r}_{pB} - \frac{M_n}{M_B} \vec{r}_{dA} \right)$

Alors le Jacobien J est éliminé quand on insert ces résultats dans l'élément de matrice de transition qui se met sous la forme :

$$T = \sqrt{4\pi} \sum_{\ell \lambda j} (J_A m_A m_B - m_A | J_B m_B) (\lambda_d \lambda_p m_d - m_p | \lambda m_d - m_p) (-1)^{\lambda_p - m_p} \\ \times (\ell \lambda m m_d - m_p | j m_B - m_A) A_{\ell \lambda j} \sqrt{2\ell+1} B_{\ell m}$$

où $A_{\ell \lambda j} = \sqrt{\frac{2\lambda_d+1}{2\lambda+1}} \theta_{j\ell} D_0$

et $\sqrt{2\ell+1} B_{\ell m} = \frac{i \cdot \ell}{\sqrt{4\pi}} \iint d\vec{r}_{pB} d\vec{r}_{dA} \bar{\Phi}_{\vec{r}_{pB}}^* R_\ell(\vec{r}_{dA}) Y_\ell^{m*}(\hat{r}_{dA}) \bar{\Phi}_{\vec{r}_{dA}}^+ \delta(\vec{r}_{pB} - \frac{M_n}{M_B} \vec{r}_{dA})$

Dans la dernière intégrale on a profité du fait que $\vec{r}_{nA} = \vec{r}_{dA}$ lorsque $\vec{r}_{pn}$ est nul (portée nulle du potentiel). On peut intégrer sur $\vec{r}_{pB}$ grâce à la fonction δ . Pour continuer le calcul on développe les fonctions d'onde distordues Φ en harmoniques sphériques. Si on prend l'axe Oz dirigé suivant $\vec{k}_d$ on obtient :

$$B_{lm} = \sum_{\ell_p \ell_d} \Gamma_{\ell_d \ell_r}^{lm} e^{i(\sigma_{\ell_d} + \sigma_{\ell_r})} I_{\ell_d \ell_r \ell} P_{\ell_r}^m(\cos \theta_p)$$

où θ_p est l'angle entre $\vec{k}_d$ et $\vec{k}_p$. Les autres expressions ont les valeurs :

$$\Gamma_{\ell_d \ell_r}^{lm} = i^{\ell_d - \ell_r - \ell} (2\ell_r + 1) \left[\frac{(\ell_r - m)!}{(\ell_r + m)!} \right]^{1/2} (\ell_r \ell \ 00 | \ell_d 0) (\ell_r \ell \ m - m | \ell_d 0)$$

$$I_{\ell_d \ell_r \ell} = \frac{1}{k_d k'_p} \int u_{\ell_d}(k_d r) R_{\ell}(r) u_{\ell_r}(k'_p r) dr$$

où $k'_p = \frac{M_A}{M_B} k_p$ et $\frac{u_{\ell}(kr)}{kr}$ est la partie radiale de la fonction d'onde distordue. La partie radiale $R_{\ell}(r) = \frac{u_{\ell}(kr)}{kr}$ de la fonction d'onde du neutron est généralement prise égale à une fonction d'oscillateur harmonique :

$$R_{\ell}(r) = r^{\ell} e^{-\beta r^2/2} F\left(\frac{\ell+1-m}{2}; \ell+\frac{3}{2}; \beta r^2\right)$$

où β est ajustée de façon à ce que cette fonction se raccorde, ainsi que sa dérivée, à une fonction de Hankel qui est la solution asymptotique exacte et dépend seulement de l'énergie de liaison du neutron. Dans ce travail,

nous avons préféré utiliser une méthode décrite par Buck et Hodgson (Bu 61) qui impose au potentiel effectif de liaison du neutron une forme plus satisfaisante physiquement, à savoir une forme de Saxon - Woods. La profondeur de ce potentiel est ajustée de façon à obtenir, compte tenu de l'énergie de liaison et du nombre quantique principal de l'état occupé par le neutron, un raccordement de la fonction d'onde et de sa dérivée avec la solution asymptotique.

La quantité D_0 qui est introduite lorsqu'on fait l'approximation de la portée nulle du potentiel :

$$V(r) \Phi_d(r) = D_0 \delta(\vec{r})$$

peut être estimée si on suppose que $V(r)$ est réellement le potentiel de liaison du neutron et du proton. Si B est l'énergie de liaison du deutéron on peut écrire l'équation de Schrödinger :

$$(\nabla^2 - \alpha^2) \Phi_d(\vec{r}) = \frac{2\mu}{\hbar^2} V(\vec{r}) \Phi_d(\vec{r})$$

où μ est la masse réduite

et
$$\alpha = \sqrt{2\mu B} / \hbar$$

On a alors
$$D_0 = \int V(\vec{r}) \Phi_d(\vec{r}) d\vec{r} = -B \int d\vec{r} \Phi_d(\vec{r})$$

Si on prend $\Phi_d(r) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \frac{e^{-\alpha r}}{r}$, c'est-à-dire la forme qui est correcte asymptotiquement, on trouve $D_0^2 = 8\pi B^2 / \alpha^3 \approx 8\pi \hbar^4 \alpha / M_n^2$

Finalement la section efficace s'obtient à partir de l'élément de matrice de transition en faisant la somme sur les états finaux et la moyenne sur les états initiaux :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{M_d^* M_p^*}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_p}{k_d} \frac{1}{(2J_A+1)(2J_d+1)} \sum_{\substack{m_A m_d \\ m_B m_p}} |T|^2 \\ &= \frac{4\alpha M_d^* M_p^*}{M_n^2} \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \frac{k_p}{k_d} \sum_{j\ell} \theta_{j\ell}^2 \sum_m |B_{\ell m}|^2 \end{aligned}$$

où M_d^* et M_p^* sont les masses réduites du deutéron et du proton et où l'expression de $B_{\ell m}$ a été donnée plus haut. Les $B_{\ell m}$ ont les propriétés de symétrie :

$$B_{\ell - m} = (-1)^m B_{\ell m}$$

Dans les applications pratiques, une seule valeur du moment angulaire orbital ℓ intervient généralement. Si de plus le spin J_A du noyau cible est zéro, on a une seule valeur du moment angulaire total de transfert $j = J_B$.

Le long de l'axe défini par $\vec{n} = \vec{k}_d \times \vec{k}_p$ la polarisation du proton est donnée par :

$$P = \frac{\sum_{j\ell} \theta_{j\ell}^2 \frac{(-1)^{j-\ell-\frac{1}{2}}}{2j+1} \sum_m [(\ell-m+1)(\ell+m)]^{1/2} J_m(B_{\ell m}^* B_{\ell m-1})}{\sum_{j\ell} \theta_{j\ell}^2 \sum_m |B_{\ell m}|^2}$$

Cette théorie permet également de calculer la corrélation angulaire entre les rayonnements gamma et les protons. Dans un système d'axes où l'axe Oz est choisi le long de $\vec{n} = \vec{k}_d \times \vec{k}_p$, la fonction de corrélation angulaire des rayonnements γ est donnée par (Sa 60, Bu 61):

$$W(\theta'\varphi') = \sum_k g_k \left\{ d_{k0} P_k(\cos\theta') + 2 \sum_{q>0} (-)^q \left[\frac{(k-q)!}{(k+q)!} \right]^{1/2} P_k^q(\cos\theta') |d_{kq}| \cos q(\varphi' - \alpha_{kq}) \right\}$$

Les k sont pairs et la somme sur k est limitée par la plus petite valeur de $2J_B$, ou $\ell + \ell'$, ou $j + j'$. Les d_{kq} et α_{kq} ne dépendent que des $B_{\ell m}(\theta_p)$ et leur expression est donnée par Satchler et Tobocman (Sa 60). Les g_k , dont l'expression est donnée également par Satchler et Tobocman, dépendent des spins des noyaux, du moment angulaire total du neutron capturé et du caractère multipolaire de la transition gamma.

Les calculs numériques se font naturellement sur une calculatrice électronique. La réaction $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ a été étudiée en collaboration avec le Professeur P.E.Hodgson d'Oxford, à l'aide du programme de Mr. B.E.F. Macefield. Les calculs de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,p)^{27}\text{Mg}$ ont été faits à Strasbourg sur l'ordinateur IBM 360 - 40 de l'Institut de Recherches Nucléaires. Notre programme comprend une première partie, décrite dans le paragraphe précédent, donnant les valeurs des fonctions d'ondes distordues du deutéron et du proton. Une deuxième partie calcule la fonction d'onde liée du neutron. Une troisième partie enfin, rassemble ces fonctions d'onde, procède à l'intégration radiale et calcule les éléments de matrice $B_{\ell m}$. Ceux-ci servent à donner les valeurs des sections efficaces et des polarisations. Pour vérifier ce programme, nous avons fait des calculs où les distorsions nucléaires et coulombiennes étaient

prises égales à zéro. Dans ce cas les sections efficaces obtenues doivent être les mêmes que celles calculées dans l'approximation de Butler, à l'aide des tables de Lubitz (Lu 57) ; c'est ce qui a été constaté avec une précision de 1 %. Les polarisations sont nulles et les angles tensoriels α_{kq} , intervenant dans la formule donnant la corrélation angulaire proton-gamma, ont été trouvés égaux à l'angle de recul du noyau final avec une précision de $1/100^{\circ}$ de degré.

Une autre vérification a consisté à choisir une énergie incidente telle que $k_d = k'_p$ et à ajuster les paramètres des potentiels de façon que les distorsions des fonctions d'ondes du deutéron et du proton soient identiques. Les calculs correspondant à ces conditions ont montré que la polarisation était bien nulle à 10^{-6} près.

3) La théorie de Hauser et Feshbach

Lors de l'interaction d'une particule avec un noyau, si l'énergie incidente est faible, peu de voies de sortie sont ouvertes et il y a fréquemment une grande probabilité pour que la particule incidente soit absorbée et forme un noyau composé. Celui-ci, après un temps long à l'échelle nucléaire, peut se désexciter soit en réemettant la particule dans la voie d'entrée (diffusion élastique par noyau composé) soit en émettant une particule dans une des voies non élastiques.

Hauser et Feshbach (Ha 52) ont étudié ce processus appliqué à la diffusion inélastique de neutrons, mais leurs résultats peuvent être aisément étendus à toute réaction par noyau composé. Lorsque la largeur totale des niveaux du noyau composé est très supérieure à leur espacement

$$\Gamma \gg D$$

la valeur moyenne des sections efficaces par noyau composé peut être calculée (Mo 64) :

$$\left\langle \frac{d\sigma_{\alpha\alpha'}}{d\Omega} \right\rangle = \frac{\chi_{\alpha}^2}{(2I_{\alpha}+1)(2i_{\alpha}+1)} \sum \frac{(-1)^{\Delta-\Delta'}}{4} \frac{T_{\alpha\ell\Delta}^J T_{\alpha'\ell'\Delta'}^J}{\sum T_{\alpha''\ell''\Delta''}^J} \\ \times \bar{Z}(\ell J \ell J, \Delta L) \bar{Z}(\ell' J \ell' J, \Delta' L) P_L(\cos\theta)$$

Dans cette formule α représente la voie d'entrée et α' la voie de sortie

I_{α} et i_{α} sont les spins du noyau et de la particule dans la voie d'entrée.

$s = I_{\alpha} + i_{\alpha}$ est le spin de la voie, ℓ est le moment angulaire orbital, J le moment angulaire total dans le noyau composé $\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{s}$. Les quantités s' et ℓ' sont relatives à la voie de sortie α' . La première somme porte sur L, J et toutes les combinaisons des ondes partielles ℓ, s, ℓ', s' qui respectent les lois de conservation. La somme au dénominateur porte sur les ondes partielles et sur toutes les voies qui sont en compétition dans la désexcitation de l'état du noyau composé. Les coefficients Z sont ceux définis par Blatt et Biedenharn (Bl 52), à un facteur de phase près.:

$$\bar{Z}(\ell J \ell J, \Delta L) = (2\ell+1)(2J+1) (\ell \ell 00 | L 0) W(\ell J \ell J; \Delta L)$$

On peut voir sur cette expression que le coefficient de Clebsch-Gordan n'est différent de zéro que si $(2\ell + L)$ est pair. On doit avoir aussi $(2\ell' + L)$ pair. Ceci entraîne que L ne prend que des valeurs paires. La distribution angulaire de ces sections efficaces moyennes est donc exprimée en une somme de polynômes de Legendre d'ordre pair et est donc

symétrique par rapport à 90° .

La section efficace totale correspondant à cette réaction est :

$$\langle \sigma_{\alpha\alpha'} \rangle = \frac{\pi \chi_\alpha^2}{(2I_\alpha + 1)(2j_\alpha + 1)} \sum (2J+1) \frac{T_{\alpha\ell s}^J T_{\alpha'\ell's'}^J}{\sum T_{\alpha''\ell''s''}^J}$$

En faisant la somme de cette expression sur toutes les voies α' , on obtient la section efficace totale de formation du noyau composé à partir de la voie α :

$$\langle \sigma_\alpha^{N_c} \rangle = \frac{\pi \chi_\alpha^2}{(2I_\alpha + 1)(2j_\alpha + 1)} \sum (2J+1) T_{\alpha\ell s}^J$$

La section efficace partielle $\pi \chi_\alpha^2 T_{\alpha\ell s}^J$ correspondant à l'onde partielle $(\alpha \ell s J)$ sert à définir le coefficient de transmission $T_{\alpha\ell s}^J$. On peut montrer (Fe 54) que, sous certaines conditions, cette section efficace de formation de noyau composé peut être identifiée avec la section efficace d'absorption donnée par le modèle optique. On a alors :

$$T_{\alpha\ell s}^J = 1 - \exp(-4 J_m \delta_{\alpha\ell s}^J)$$

où $\delta_{\alpha\ell s}^J$ est le déphasage complexe donné par le modèle optique.

L'hypothèse de base de cette théorie, indépendance de la formation et de la désexcitation du noyau composé, a été réexaminée par Lane et Lynn (La 57) et par Moldauer (Mo 64a). Ces auteurs ont montré que la validité de cette hypothèse n'était pas illimitée à cause de la fluctuation de largeur des niveaux du noyau composé. Pour tenir compte de cet effet, on

peut montrer qu'il suffit de multiplier les sections efficaces de Hauser et Feshbach par un facteur (La 57, Mo 64a, Tu 65) :

$$W_{if} = \frac{\langle \Gamma_i \Gamma_f / \Gamma \rangle}{\langle \Gamma_i \rangle \langle \Gamma_f \rangle / \langle \Gamma \rangle}$$

où Γ_i et Γ_f sont les largeurs dans les voies initiales et finales et Γ la largeur totale. Si on suppose que ces largeurs suivent une distribution de Porter et Thomas (Po 56) :

$$P(x) dx = (2\pi x)^{-1/2} \exp(-x/2) dx \quad \text{avec } x = \Gamma / \langle \Gamma \rangle$$

ce facteur peut être calculé à partir des coefficients de transmission :

$$W_{if} = (1 + 2\delta_{if}) \sum_j T_j \int_0^\infty (1 + 2x T_i)^{-1} (1 + 2x T_f)^{-1} \prod_j (1 + 2x T_j)^{-1/2} dx$$

où l'indice j réfère à toutes les voies ouvertes.

Les calculs numériques des sections efficaces, avec ou sans cette correction de fluctuation de largeur, ont été effectués à l'aide d'un programme écrit par Wilmore (Wi 66).

4) Fluctuations des sections efficaces

Dans une réaction nucléaire qui a lieu suivant un mécanisme de noyau composé, les sections efficaces présentent des variations rapides avec l'énergie qui peuvent être expliquées de la façon suivante.: Lorsque l'énergie incidente est faible, la particule incidente est capturée par le noyau cible pour former le noyau composé si cette énergie correspond à l'énergie d'excitation d'un des niveaux du noyau composé. Pour des énergies d'excitation faibles ces niveaux sont bien séparés et l'amplitude de réaction est donnée par la relation de Breit et Wigner :

$$f_{\alpha\beta} = \frac{a_j^{\alpha\beta}}{E - E_j + \frac{1}{2}i\Gamma_j} \quad \text{avec} \quad a_j^{\alpha\beta} = \gamma_{\alpha j} \gamma_{j\beta}$$

Les $\gamma_{\alpha j}$ sont les amplitudes réduites de l'état j formé à partir de la voie α . Pour des énergies d'excitation plus élevées, le nombre effectif n de voies de sortie augmente, tandis que l'espacement D des niveaux du noyau composé diminue. A partir de l'estimation de la largeur totale Γ de ces niveaux :

$$\Gamma = \frac{n D}{2 \pi}$$

on voit que cette largeur va augmenter et éventuellement dépasser leur espacement. Dans la région où il y a recouvrement des niveaux, $\Gamma \gg D$, la section efficace de réaction n'est plus dominée par un seul niveau mais comprend des contributions de nombreux niveaux voisins. L'amplitude de réaction :

$$f_{\alpha\beta} = \sum_j \frac{a_j^{\alpha\beta}}{E - E_j + \frac{1}{2}i\Gamma_j}$$

est alors la somme d'un grand nombre de termes dont les valeurs varient rapidement avec l'énergie, de sorte que les sections efficaces présentent également des variations rapides avec l'énergie. Les amplitudes réduites et les énergies qui contribuent à l'amplitude de réaction ne sont pas connues et on ne peut pas donner la structure détaillée des sections efficaces.

Néanmoins, il est possible d'analyser les propriétés statistiques de ces fluctuations et de les relier à des propriétés des niveaux du noyau composé. Cette théorie a été donnée par Ericson (Er 63, Er 66) et par Brink et al. (Br 63, Br 64a). Dans une première partie nous donnerons les résultats de cette théorie sans tenir compte des effets de moment angulaire et dans une deuxième partie nous incluerons ces effets ainsi que ceux provenant d'une contribution d'interaction directe.

a) Fluctuations sans effets de moment angulaire

La largeur moyenne des niveaux du noyau composé, appelée aussi énergie de cohérence Γ est une des quantités que l'analyse des fluctuations des données expérimentales permet de déterminer. Dans l'expression de l'amplitude de réaction, donnée plus haut, interviennent les largeurs Γ_j des niveaux intermédiaires qui contribuent à la réaction. On peut s'attendre néanmoins à ce que les largeurs Γ_j s'écartent peu de leur valeur moyenne Γ lorsqu'il y a recouvrement des niveaux. En effet, chacune de ces valeurs Γ_j consiste en une somme de largeurs partielles correspondant aux différents états finaux et si le nombre des états finaux est grand, les variations de ces sommes Γ_j , suivant le niveau intermédiaire j , sont faibles. On fait donc l'approximation de remplacer les largeurs Γ_j par leur valeur moyenne Γ .

L'amplitude de réaction et les sections efficaces dépendent des paramètres a_j qui ne sont pas connus exactement. On fait l'hypothèse qu'on peut leur appliquer la règle des phases distribuées au hasard et que leur amplitude suit une loi de probabilité gaussienne. En d'autres termes, si on sépare a_j en partie réelle et imaginaire :

$$a_j = \alpha_j + i\beta_j$$

on suppose que les quantités α_j et β_j sont indépendantes et ont une distribution de probabilité gaussienne avec la même variance. En prenant des valeurs moyennes sur l'énergie, c'est-à-dire sur un grand nombre de niveaux du noyau composé, on a donc les relations :

$$\langle \alpha \rangle = \langle \beta \rangle = 0$$

$$\langle \alpha^2 \rangle = \langle \beta^2 \rangle$$

$$\langle \alpha_i \beta_i \rangle = 0$$

Ceci entraîne que les valeurs moyennes de l'amplitude de réaction et du carré de cette amplitude sont nulles.

Avec ces hypothèses, on peut étudier les propriétés statistiques des sections efficaces. Pour une réaction donnée, celles-ci dépendent de l'énergie E , et de l'angle θ pour chaque voie de sortie β . On peut alors définir des fonctions de corrélation qui relient les différentes sections efficaces $\sigma_\alpha(E, \theta, \beta)$. Les fonctions de corrélation qui se sont révélées les plus intéressantes sont celles où on ne fait varier qu'une seule des 3 variables E, θ, β .

La fonction de corrélation en énergie est définie par :

$$C(\varepsilon) = \frac{\langle \sigma(E) \sigma(E+\varepsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle^2} - 1$$

où la valeur moyenne $\langle \rangle$ doit être prise sur un intervalle d'énergie comprenant beaucoup de niveaux du noyau composé et très supérieur à leur largeur moyenne Γ . Ericson a montré que cette fonction pouvait se mettre sous la forme :

$$C(\varepsilon) = \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \varepsilon^2}$$

On observe en particulier que pour $\varepsilon = 0$, cette fonction est égale à l'unité :

$$C(0) = \frac{\langle (\sigma - \langle \sigma \rangle)^2 \rangle}{\langle \sigma \rangle^2} = \frac{\text{Var}(\sigma)}{\langle \sigma \rangle^2} = 1$$

et que pour $\varepsilon \gg \Gamma$, $C(\varepsilon)$ tend à devenir nul puisque les sections efficaces aux énergies E et $E + \varepsilon$ ne sont plus corrélées lorsque ε est supérieur à Γ . L'étude de $C(\varepsilon)$ peut donc être utilisée pour déterminer Γ .

La fonction de corrélation angulaire est définie par :

$$C(\theta, \theta') = \frac{\langle \sigma(\theta) \sigma(\theta') \rangle}{\langle \sigma(\theta) \rangle \langle \sigma(\theta') \rangle} - 1$$

Brink et al. (Br 64a) ont montré qu'il existait une largeur de cohérence angulaire de valeur $(kR)^{-1}$ où k est le nombre d'onde de la particule incidente et R le rayon du noyau cible. En supposant que toutes les particules

qui frappent le noyau sont absorbées pour former un noyau composé, ils ont mis la fonction de corrélation angulaire sous la forme :

$$C(\alpha) = \left[\sum_{\ell=0}^{kR} \frac{(2\ell+1) P_{\ell}(\cos\alpha)}{(kR+1)^2} \right]^2 \quad \text{avec } \alpha = \theta - \theta'$$

Les fonctions de corrélation de groupe, qui relient les sections efficaces pour les voies de sortie i et j sont définies par :

$$G_{ij} = \frac{\langle \sigma_i \sigma_j \rangle}{\langle \sigma_i \rangle \langle \sigma_j \rangle} - 1$$

Dans le cas de réactions purement statistiques ces fonctions sont nulles.

Outre la méthode de détermination de l'énergie de cohérence à partir de la fonction de corrélation en énergie, il existe une autre méthode, très simple, donnée par Brink et Stephen (Br 63) et par Dallimore et Hall (Da 65). Le nombre de maxima K de la section efficace par unité d'énergie est en effet lié à l'énergie de cohérence Γ par la relation :

$$\Gamma = \frac{0,55}{K}$$

Enfin, à partir des hypothèses faites sur l'amplitude de réaction, Ericson (Er 63) a montré que la distribution des sections efficaces autour de leur valeur moyenne suit une loi du χ^2 à deux degrés de liberté :

$$\frac{dP(y)}{dy} = e^{-y} \quad \text{avec } y = \frac{\sigma}{\langle \sigma \rangle}$$

b) Fluctuations avec effets de moment angulaire et contribution d'interaction directe

Jusqu'à présent, nous n'avons étudié que le cas où la réaction a lieu entre une seule voie d'entrée et une seule voie de sortie. Lorsqu'on tient compte des spins des particules et des noyaux, la grandeur des fluctuations est réduite, puisque la section efficace est la somme de sections efficaces partielles. D'autres effets, tendant à réduire les fluctuations, se présentent lorsqu'un phénomène d'interaction directe contribue à la réaction. Nous allons montrer comment les résultats du paragraphe précédent doivent être modifiés pour tenir compte de ces deux effets.

Soient s , J et s' , J' les spins des particules et noyaux dans la voie d'entrée et la voie de sortie et soit β l'ensemble de leurs projections sur la direction du faisceau incident. La section efficace est alors la somme de sections efficaces partielles σ_{β}

$$\sigma = \sum_{\beta} \sigma_{\beta}$$

Le nombre maximum de sections efficaces partielles indépendantes est lié à la quantité $g = (2s + 1)(2J + 1)(2s' + 1)(2J' + 1)$ par :

$$N_{\max} = \frac{1}{2} g \quad \text{si } g \text{ est pair}$$

$$N_{\max} = \frac{1}{2} (g + 1) \quad \text{si } g \text{ est impair}$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ provient des règles de conservation de parité. On fait ensuite l'hypothèse que les sections efficaces partielles contribuent toutes également à la section efficace $\sigma = N \sigma_{\beta}$. La quantité N représente alors le nombre effectif de voies qui contribuent également à la réaction. Dans ces

conditions, la fonction de corrélation en énergie devient

$$C(\varepsilon) = \frac{1}{N} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \varepsilon^2}$$

et N est donné par la valeur de $C(\varepsilon)$ pour $\varepsilon = 0$. De la même manière, la fonction de corrélation angulaire doit être divisée par le facteur N, tandis que la fonction de corrélation de groupe doit être divisée par un facteur $N_i N_j$ où N_i et N_j sont les nombres effectifs de voies qui contribuent aux réactions dans les voies de sortie i et j.

La distribution des sections efficaces autour de leur valeur moyenne suit une loi de probabilité du χ^2 à 2N degrés de liberté:

$$\frac{dP(y)}{dy} = \frac{N^N}{(N-1)!} y^{N-1} e^{-Ny} \quad \text{avec} \quad y = \frac{\sigma}{\langle \sigma \rangle}$$

Si de plus une contribution d'interaction directe est présente dans la réaction, l'amplitude de réaction peut se mettre sous la forme :

$$f = f_d + \sum_j \frac{a_j}{E - E_j + \frac{1}{2}i\Gamma}$$

où l'amplitude d'interaction directe f_d varie lentement avec l'énergie. Avec les hypothèses faites dans le paragraphe précédent sur les amplitudes de résonance a_j , on peut décomposer l'amplitude de réaction en une somme

$$f = \langle f \rangle + \hat{f}$$

où $\langle f \rangle$ représente la valeur moyenne de f sur un domaine d'énergie suffisamment petit pour que l'amplitude d'interaction directe soit constante. Ce domaine d'énergie doit néanmoins être suffisamment grand pour inclure beaucoup de niveaux du noyau composé et pour être très supérieur à leur largeur moyenne Γ . $\hat{f}$ représente alors l'amplitude de fluctuation dont la valeur moyenne est nulle. Avec ces hypothèses, on peut montrer que la valeur moyenne de la section efficace peut se décomposer en une somme incohérente de sections efficaces d'interaction directe et de sections efficaces par noyau composé :

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_d + \sigma_{nc}$$

où $\sigma_d = \pi \lambda^2 |f_d|^2$ et $\sigma_{nc} = \pi \lambda^2 \langle |\hat{f}|^2 \rangle$

Ceci introduit donc également une atténuation des fluctuations.

La fonction de corrélation en énergie se met sous la forme :

$$C(\varepsilon) = \frac{1}{N} (1 - y_d^2) \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \varepsilon^2}$$

avec $y_d = \frac{\sigma_d}{\langle \sigma \rangle} = \frac{\sigma_d}{\sigma_d + \sigma_{nc}}$

On peut également étudier la distribution des sections efficaces autour de leur valeur moyenne. Son expression a été donnée par Ericson (Er 63) et Porter (Po 64) dans le cas $N = 1$ et par Stephen (St 63) dans le cas général :

$$\frac{dP(y)}{dy} = \frac{N}{1-y_d} \left(\frac{y}{y_d} \right)^{\frac{N-1}{2}} \exp \left\{ -N \frac{y+y_d}{1-y_d} \right\} I_{N-1} \left(2N \frac{\sqrt{yy_d}}{1-y_d} \right)$$

avec $y = \sigma / \langle \sigma \rangle$ et $y_d = \sigma_d / \langle \sigma \rangle$. I_N est la fonction de Bessel d'ordre N et d'argument imaginaire.

5) Corrélations angulaires particules-gamma avec détection des particules suivant l'axe du faisceau

Nous n'analyserons pas en détail cette méthode de corrélations angulaires qui a été décrite par Litherland et Ferguson (Li 61) sous le nom de méthode II, mais nous nous bornerons à donner l'essentiel de leurs résultats.

Ces auteurs ont montré que dans une réaction nucléaire où la particule incidente n'est pas polarisée et où la particule émise est détectée suivant la direction du faisceau, le nombre de sous-états magnétiques du niveau atteint dans le noyau résiduel est limité par les spins du noyau initial, de la particule incidente et de la particule émise. En prenant pour axe de quantification l'axe du faisceau, les projections des moments angulaires orbitaux sont nulles et les lois de conservation de moments angulaires montrent que les sous-états magnétiques du niveau atteint, susceptibles d'être peuplés, sont ceux dont le nombre quantique est inférieur ou égal à :

$$\alpha_{\max} = x + s_1 + s_2$$

où x , s_1 et s_2 sont les spins du noyau cible et des particules incidentes et émises. Lorsque le niveau atteint, de spin a et projection α , se désexcite vers un niveau de spin b par une transition gamma, la corrélation angulaire se met sous la forme (Po 65) :

$$W(\theta) = \sum_k f_k(a) F_k(a, b) Q_k P_k(\cos \theta)$$

Dans cette expression θ est l'angle d'émission du rayonnement gamma par rapport à l'axe du faisceau, $P_k(\cos \theta)$ est un polynôme de Legendre et k ne prend que des valeurs paires inférieures à $2a$. Les facteurs Q_k sont des coefficients d'atténuation (Ro 53). Les coefficients $\rho_k(a)$ sont des tenseurs statistiques décrivant l'alignement du niveau a .

Leur expression est donnée par :

$$\rho_k(a) = \sum_{\alpha \geq 0} \rho_k(a, \alpha) P(\alpha) \quad \text{avec} \quad \rho_k(a, \alpha) = (2 - \delta_{\alpha 0}) \frac{(a \alpha a - \alpha | k 0)}{(a \alpha a - \alpha | 0 0)}$$

où $P(\alpha)$ représente la population du sous-état magnétique α , normalisée de façon à avoir $\sum_{\alpha} P(\alpha) = 1$. Les coefficients $\rho_k(a, \alpha)$ ont été tabulés par Poletti et Warburton (Po 65).

Les quantités $F_k(a, b)$ dépendent uniquement de la transition γ . Pour une transition de type $L, L+1$ on définit le coefficient de mélange multipolaire δ par le rapport des éléments de matrice réduits :

$$\delta = \frac{\langle b || L+1 || a \rangle}{\langle b || L || a \rangle}$$

et $F_k(a, b)$ est donnée par l'expression suivante :

$$F_k(a, b) = \frac{F_k(LL'ba) - (-1)^{\sigma} 2\delta F_k(LL+1ba) + \delta^2 F_k(L+1L+1ba)}{1 + \delta^2}$$

ou σ prend la valeur 0 ou 1 suivant la convention de signe de Litherland et Ferguson. Les coefficients $F_k(LL'ba)$, tabulés par Poletti et Warburton, ont pour expression :

$$F_k(LL'ba) = (-1)^{b-a-1} [(2L+1)(2L'+1)(2a+1)]^{1/2} (L1L'-1|k0) W(a a LL'; kb)$$

Pour une cascade $a \rightarrow b \rightarrow c$, où l'on observe la transition $b \rightarrow c$, la corrélation angulaire s'écrit :

$$W(\theta) = \sum_k p_k(a) U_k(ab) F_k(bc) Q_k P_k(\cos \theta)$$

avec

$$U_k(ab) = \frac{U_k(Lab) + \delta^2 U_k(L+1ab)}{1 + \delta^2}$$

et

$$U_k(Lab) = \frac{W(abab; Lk)}{W(abab; L0)}$$

Ces coefficients ont également été tabulés par Poletti et Warburton (Po 65).

DEUXIEME PARTIE

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET MESURES

1) Cibles

Nous avons utilisé des cibles isotopiques, sous forme métallique et sans support des 3 isotopes stables du magnésium de masse atomique 24, 25 et 26. Les isotopes ont été fournis, sous forme d'oxyde, par le laboratoire d'Oak Ridge et transformés par G. Fodor de Pittsburgh. Les cibles utilisées étaient d'une pureté isotopique supérieure à 97 %. Des précautions ont dû être prises pour leur conservation. En effet, comme le magnésium s'oxyde au contact de l'air, nous les avons gardées sous vide. Malgré cela, la contamination en oxygène et, après bombardement par le faisceau, en carbone n'était pas négligeable et nous avons dû en tenir compte lors de nos expériences.

L'épaisseur moyenne de nos cibles a été déterminée par pesée et par mesure de leur surface sur des agrandissements photographiques. Les épaisseurs ainsi trouvées sont de $0,64 \text{ mg/cm}^2$ pour ^{24}Mg , $0,77 \text{ mg/cm}^2$ pour ^{25}Mg et $0,69 \text{ mg/cm}^2$ pour ^{26}Mg . De telles épaisseurs étaient suffisantes pour que la dispersion en énergie du faisceau incident à la traversée de la cible soit supérieure à l'énergie de cohérence des fluctuations, de sorte que l'analyse des sections efficaces différentielles mesurées, à l'aide du modèle optique ou de la théorie de Hauser et Feshbach, soit justifiée.

L'épaisseur de la cible de ^{24}Mg a été utilisée pour calculer

les valeurs des sections efficaces absolues de la réaction $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$. Aussi avons-nous analysé plus en détail les variations de l'épaisseur suivant la position de l'impact du faisceau et la présence des contaminants. Pour avoir une estimation de ces variations, nous avons d'abord mesuré les épaisseurs moyennes de plusieurs morceaux de la même cible et trouvé des écarts de 6 %. Puis nous avons bombardé différents points du morceau de cible utilisé lors des expériences avec un faisceau bien collimaté de protons d'énergie 5 MeV et enregistré les nombres de protons diffusés élastiquement et inélastiquement (1er niveau excité) à 120° et 150° pour une charge donnée. De cette manière, le morceau de cible utilisé a été trouvé d'épaisseur constante à ± 4 % près. Nous avons également procédé à une correction de cette mesure d'épaisseur, correction nécessitée par la contamination en carbone et en oxygène. Nous avons mesuré cette contamination de façon indirecte en comparant l'intensité des pics de diffusion élastique de protons par ces contaminants à celle donnée par des cibles minces de ^{12}C et de Formvar dans les mêmes conditions expérimentales. L'épaisseur de ces cibles de référence a été déterminée par pesée et par mesure de la perte d'énergie du rayonnement alpha d'une source de ^{241}Am à la traversée de ces cibles. La mesure de la section efficace de diffusion élastique de protons par les cibles de Formvar a présenté quelques difficultés à cause de leur dégradation sous l'effet de l'apport de chaleur du faisceau incident. Aussi avons-nous exposé plusieurs cibles à des faisceaux d'intensité très faible et pour des durées très courtes. Nous avons ainsi trouvé que la cible de ^{24}Mg , utilisée pour la mesure des sections efficaces absolues, contenait $34 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de carbone, $61 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'oxygène et $605 \pm 60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{24}Mg . Dans l'erreur de 10 % que nous avons indiquée, est incluse l'influence d'une légère variation de la proportion des conta-

minants entre le début et la fin de nos expériences. Pour conclure sur ce point, signalons que l'erreur sur la détermination de l'épaisseur de la cible est nettement plus importante que les autres causes d'erreur qui peuvent affecter la mesure de sections efficaces absolues.

La cible de ^{25}Mg utilisée dans l'étude de la diffusion élastique et inélastique de protons a été, elle aussi, coupée en plusieurs morceaux pour remédier à une éventuelle destruction accidentelle. Une cible mince a été fabriquée à partir d'un des morceaux de la cible initiale. Ce dernier a été chauffé dans un creuset en tantale dont la forme avait été étudiée de manière à concentrer le flux de magnésium évaporé. Un film de carbone, d'épaisseur $70 \text{ } \mu\text{g}/\text{cm}^2$, placé à 2 cm du creuset, recueillait les vapeurs de magnésium et a servi de support à la cible. L'épaisseur en magnésium de la cible obtenue, $20 \pm 5 \text{ } \mu\text{g}/\text{cm}^2$, a été mesurée en comparant le rendement des protons diffusés élastiquement par celle-ci et par la cible initiale dans les mêmes conditions expérimentales. Cette cible mince a été utilisée pour étudier les fluctuations avec l'énergie des sections efficaces de diffusion élastique. La résolution en énergie, avec cette cible, était de 4 keV, alors qu'elle était de 50 keV avec la cible initiale, pour des protons d'énergie 5 MeV.

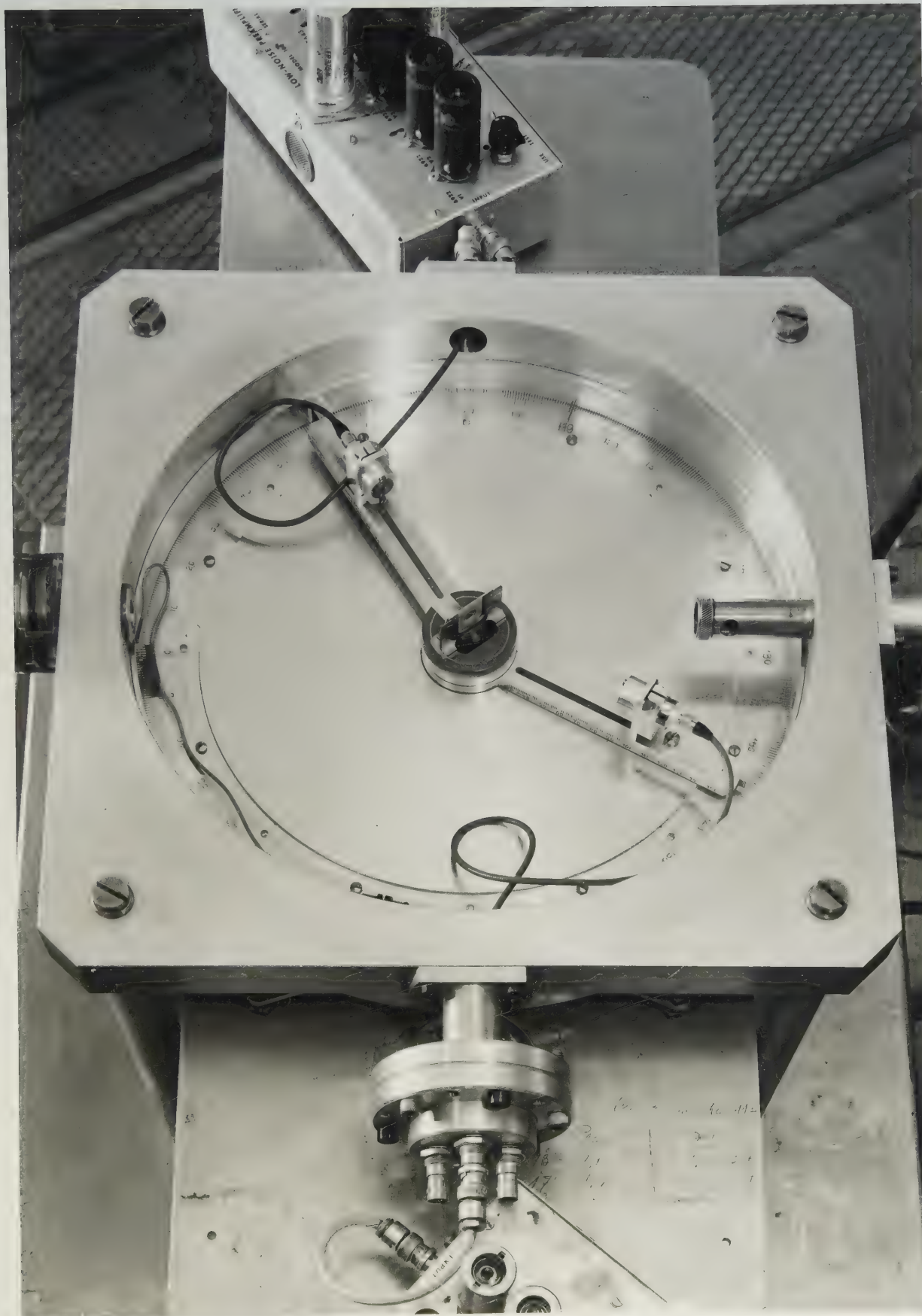
La cible de ^{26}Mg utilisée dans la réaction $^{26}\text{Mg} (d,p) ^{27}\text{Mg}$ contenait elle aussi un dépôt de carbone dont il a fallu tenir compte lors de l'exploitation des spectres de particules. A certains angles d'observation il a été nécessaire de procéder à des corrections à l'aide de distributions angulaires obtenues avec une cible de carbone. Nous donnerons quelques détails sur ces corrections dans le paragraphe relatif à l'analyse des résultats de cette expérience.

2) Appareillage

Les particules incidentes ont été accélérées par le Van de Graaff de 5,5 MV de l'Institut de Recherches Nucléaires. Après traversée d'un piège refroidi à l'azote liquide, qui retenait le carbone susceptible de se déposer sur la cible, le faisceau pénétrait dans la boîte de réaction.

Pour les mesures de distributions angulaires de particules nous avons utilisé deux boîtes de diffusion. La première, avec laquelle ont été faites les expériences sur les cibles ^{24}Mg et ^{25}Mg , avait 30 cm de diamètre et 20 cm de hauteur. A l'entrée de la boîte le faisceau traversait deux diaphragmes en tantale qui réduisaient ces dimensions à 0,1 cm. Au centre de la boîte un porte-cible, mobile autour de l'axe vertical, pouvait également être déplacé en hauteur. A la sortie de la boîte, le faisceau était recueilli dans une cage de Faraday reliée à un intégrateur de courant. Un détecteur était fixé sur un plateau mobile autour de l'axe vertical de la boîte. La distance entre le détecteur et le centre de la boîte était réglable et la rotation du plateau était télécommandée depuis la salle de mesure. Un deuxième détecteur était placé sur un support fixe.

Bien que l'utilisation de cette boîte nous ait donné toute satisfaction, nous avons préféré nous servir d'une autre boîte de réaction pour les expériences faites avec la cible de ^{26}Mg . Cette deuxième boîte, représentée sur la photographie, d'un diamètre (34,4 cm) comparable à la première, est par contre nettement plus plate puisque sa hauteur n'est que de 5 cm. Outre l'avantage non négligeable d'un moindre volume d'air à vider avant les expériences, le principal intérêt de cette faible hauteur est la possibilité de placer un compteur de rayonnement gamma très près du centre de la cible. Le couvercle de la boîte est évidé en son centre, ce qui permet d'y loger le compteur et de réduire la distance au centre à



3,5 cm. Comme précédemment, le faisceau, avant de bombarder la cible, traverse des diaphragmes en tantale montés dans un collimateur et est recueilli dans une cage de Faraday installée à la sortie de la boîte. Deux détecteurs sont fixés sur des bras mobiles autour de l'axe de la boîte. Le porte-cible en cuivre monté sur un support massif, est également mobile autour de cet axe ; il a été spécialement étudié pour évacuer la chaleur. Sans ces précautions les cibles se dégradaient rapidement sous l'action du faisceau. Par ailleurs, il est isolé électriquement de la boîte.

Pour les expériences de corrélations angulaires particule-gamma où les particules étaient détectées au voisinage de l'axe du faisceau, nous avons utilisé l'ensemble collimateur, boîte à réactions décrit par Gallmann et al. (Ga 66) et semblable à celui du groupe de Brookhaven (Ol 66). Ses caractéristiques principales sont : une bonne collimation du faisceau incident grâce à quatre diaphragmes séparés par des cylindres en plomb, la possibilité de détecter les particules au voisinage de 180° grâce à une jonction annulaire et la présence, à l'intérieur de la boîte, d'une cage de Faraday munie d'un dispositif destiné à protéger la jonction annulaire du faisceau diffusé sur le fond en tantale de la cage. Cet ensemble permet en particulier de détecter les rayonnements gamma à 0° . La détection des rayonnements gamma s'effectue à l'aide d'un scintillateur NaI (Tl) protégé par un blindage en plomb et monté sur un châssis, mobile autour du centre de la boîte, à une distance de 28,4 cm. Nous avons également utilisé ce dispositif pour les mesures où les particules étaient détectées à 0° , en remplaçant la jonction annulaire par une jonction normale, mise à la place de la cage de Faraday et protégée du faisceau incident par un absorbant en tantale. La détection des rayonnements gamma se faisait alors par un cristal de 1,5" x 1,5" situé à 20 cm du centre de la boîte.

3) Détecteurs de particules

Pour la détection des particules provenant des réactions avec les cibles de ^{24}Mg et ^{25}Mg , nous avons d'abord utilisé des détecteurs à jonction, au silicium compensé au lithium, fournis par le département de Chimie Nucléaire du C.R.N. de Strasbourg. La zone compensée de ces détecteurs, de profondeur 1,5 mm, était suffisante pour détecter les protons dont l'énergie ne dépassait pas 11 MeV dans nos expériences. La surface utile de ces détecteurs était de 6 mm^2 et leur résolution de 40 keV pour les particules alpha de 5,48 MeV de ^{241}Am . Pour les expériences faites avec les cibles de ^{26}Mg , nous avons utilisé des détecteurs au silicium à barrière de surface. Ces derniers avaient une résistivité de 7000 Ohm-cm, ce qui, avec une tension de polarisation de 200 V, était suffisant pour arrêter les protons de la réaction $^{26}\text{Mg} (d, p) ^{27}\text{Mg}$ aux énergies auxquelles nous avons travaillé. Ces détecteurs ont été utilisés de préférence aux précédents parce que leur surface utile, 50 mm^2 , plus importante, permettait d'augmenter le rendement dans les mesures de coïncidences particule-gamma. Leur résolution était de 35 keV pour les particules alpha de ^{241}Am . Pour les mesures de distribution angulaire de particules, les détecteurs étaient munis de diaphragmes afin d'obtenir une bonne définition angulaire, de réduire le taux de comptage élevé des particules diffusées élastiquement et d'améliorer la forme des pics en atténuant la traînée de basse énergie. Ces diaphragmes avaient généralement un diamètre de 1 mm. Mais dans certains cas, mesures aux angles inférieurs à 30° , nous avons également utilisé des diaphragmes en rubis de diamètre 0,36 mm. Ces diaphragmes et leur distance au centre de la boîte définissaient l'angle solide du détecteur. Le montage des détecteurs

était également réalisé de telle façon qu'on pouvait interposer facilement des absorbants entre le détecteur et la cible. Pour les mesures de corrélation angulaire particule-gamma, les particules ont été détectées au voisinage de 180° à l'aide d'un détecteur annulaire à barrière de surface fabriqué dans notre laboratoire. Ses caractéristiques sont les suivantes : surface 120 mm^2 , résistivité $10\,000 \text{ ohm-cm}$, profondeur $520 \text{ }\mu$ pour une polarisation de 100 V . Cette profondeur est suffisante pour arrêter les protons de 8 MeV . La résolution avec une source de ^{241}Am est de 50 keV .

Les impulsions fournies par ces détecteurs étaient amplifiées par un ensemble Ortec 101-201 ou 103-203 et analysées par un sélecteur d'amplitude multicanaux. La figure 1 montre un spectre obtenu avec un tel ensemble. Sur cette figure, la résolution, 70 keV , est largement suffisante pour séparer les pics correspondants aux cinq premiers niveaux de ^{25}Mg , mais moins bonne que ce que permet le détecteur. La cause en est l'épaisseur de la cible qui entraîne une dispersion du faisceau incident de 50 keV . Ceci était nécessaire pour que les mesures de distributions angulaires puissent être analysées en termes de sections efficaces prises en valeur moyenne sur les fluctuations.

4) Description des expériences

Dans ce paragraphe nous décrivons la manière dont ont été mesurées les distributions angulaires et les courbes d'excitation. Nous avons également étudié les trois premiers niveaux de ^{27}Mg en mesurant les rapports d'embranchement des rayonnements gamma de désexcitation et les corrélations angulaires particule-gamma.

Le but d'une mesure de distribution angulaire étant de donner les valeurs des sections efficaces différentielles en fonction de l'angle

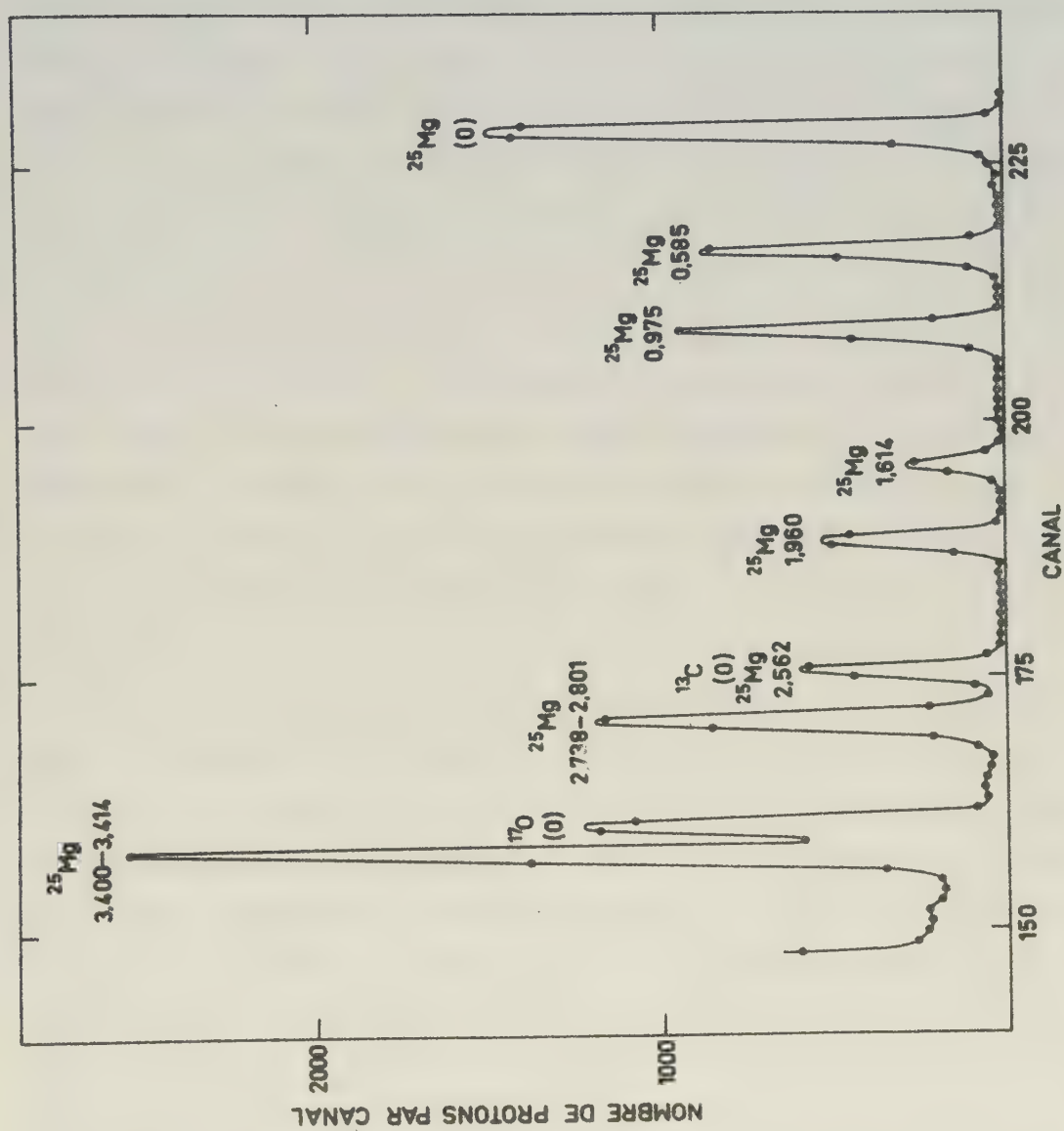


Fig. 1 : Spectre des protons émis à 40° en bombardant une cible de ^{24}Mg par des deutérons de 6 MeV.

d'émission, il est important de connaître la valeur absolue de la section efficace différentielle pour un angle au moins, les variations relatives de ces sections efficaces pour le plus grand nombre d'angles et enfin de déterminer avec précision la valeur de l'angle qui correspond à chaque mesure individuelle. Le premier de ces points est celui qui donne lieu à la plus grande incertitude. Pour la réaction $^{24}\text{Mg} (d, p) ^{25}\text{Mg}$ nous avons procédé à une série de mesures directes aux angles de 30° et 40° pour des énergies incidentes de 5 MeV et 2,8 MeV. Dans ces mesures, l'erreur la plus importante provient de la détermination de l'épaisseur de la cible. Nous avons décrit précédemment cette mesure et donné son erreur relative : 10 %. Le nombre de particules émises donne lieu à une incertitude de 3 % qui est essentiellement d'ordre statistique. L'erreur sur la détermination de l'angle solide sous lequel le détecteur voit le centre diffuseur est de 5 %. Enfin le nombre de particules incidentes a été mesuré par la charge collectée dans la cage de Faraday. Pour la mesure de cette charge nous avons pris un certain nombre de précautions : la mesure du vide sur le trajet du faisceau a été surveillée pour que le nombre de charges collectées corresponde effectivement au nombre de deutérons incidents ; la cage de Faraday, longue de 1 m et d'un diamètre de 4 cm, était protégée des influences électriques extérieures (moteurs des pompes) par un tube relié à la masse dans lequel elle était enfermée ; à l'entrée de la cage de Faraday, un anneau de garde, porté à un potentiel négatif faisait écran aux électrons secondaires ; de plus, les électrons secondaires produits sur le diaphragme d'entrée de la boîte, étaient arrêtés par un diaphragme supplémentaire porté à un potentiel positif et placé avant la cible ; enfin l'intégrateur de courant était calibré avant chaque mesure avec une pile étalon. Ainsi l'erreur relative sur la charge est de 2 %. En additionnant

les valeurs de ces différentes erreurs on obtient pour la section efficace absolue une indétermination de 20 %. Ces mesures, aux angles et énergies de bombardement indiqués plus haut, ont été faites deux fois à plusieurs mois d'intervalle et ont servi à donner des échelles absolues aux courbes de distributions angulaires et aux courbes d'excitation. Les différentes mesures sont en bon accord entre elles.

Pour les autres réactions, sur les cibles de ^{25}Mg et de ^{26}Mg , nous avons procédé de façon indirecte en ajustant les points expérimentaux de diffusion élastique, aux angles inférieurs à 40° , sur les valeurs des sections efficaces données par le modèle optique en utilisant des potentiels physiquement acceptables. Les variations des valeurs de ces potentiels donnent lieu à des variations faibles des sections efficaces pour ces angles où la diffusion coulombienne est prépondérante. A partir de ces valeurs de sections efficaces nous avons donné des échelles absolues aux courbes de distributions angulaires et aux courbes d'excitation ; pour la réaction $^{26}\text{Mg} (d,p) ^{27}\text{Mg}$, connaissant la section efficace différentielle de diffusion des deutérons, celle des protons a été déduite de la comparaison des pics correspondants, puisque sur un spectre donné figurent à la fois les deutérons et les protons de la réaction.

Revenons à la détermination des variations angulaires relatives des sections efficaces différentielles et à la détermination de l'angle de mesure. Pour ces deux points intervient tout d'abord le centrage du dispositif de mesure. Avant chaque mesure ce centrage était réalisé en amenant l'impact du faisceau, visualisé par un quartz, au centre de la boîte avec une précision de 0,5 mm. La dispersion angulaire, due aux dimensions finies du faisceau (1 mm) et du diaphragme du détecteur, était inférieure à $1,5^\circ$, compte tenu de la distance entre le détecteur et la cible. L'angle

de mesure du détecteur mobile était déterminé avec une précision de 1° . Ceci était obtenu en ajustant le zéro de l'échelle des angles lorsque le faisceau incident passait par le diaphragme du détecteur mobile (préalablement retiré) et en vérifiant qu'à deux angles symétriques par rapport à l'axe du faisceau, les nombres de particules diffusées élastiquement par la cible étaient compatibles avec cette précision. Enfin les mesures aux différents angles ont été effectuées pour une charge donnée. Néanmoins, à cause de l'influence des électrons secondaires, cette charge n'a pas été utilisée pour la comparaison des mesures. Nous avons préféré employer un détecteur fixe. La comparaison de la charge mesurée et du nombre d'impulsions enregistrées par ce compteur de référence, pour le pic de diffusion élastique ou pour les pics de réactions, permettait également de surveiller le comportement de la cible : variation de son épaisseur et dépôt de carbone. Ces effets ont toujours été très faibles.

Les premières distributions angulaires ont été mesurées jusqu'à 165° , les suivantes jusqu'à 170° après diminution des dimensions latérales du support de détecteur. Aux faibles angles, le taux de comptage élevé des particules diffusées élastiquement ne nous a pas permis de faire des mesures aux angles inférieurs à 15° pour la diffusion des protons par ^{25}Mg , et à 20° pour celle des deutérons par ^{26}Mg . Pour les réactions (d,p), aux angles inférieurs à 30° , nous avons interposé un absorbant en tantale de 0,07 mm entre le détecteur et la cible pour arrêter les deutérons diffusés élastiquement. De ce fait la largeur à mi-hauteur des pics est passée de 70 keV à 250 keV. Le dépouillement de ces spectres a été fait par la méthode des moindres carrés, en ajustant des gaussiennes sur les pics expérimentaux. Ces calculs ont été faits sur calculatrice électronique. Signalons également que nous avons utilisé, dans les expériences relatives

à la réaction $^{26}\text{Mg} (d, p) ^{27}\text{Mg}$, un absorbant en aluminium d'épaisseur faible (0,02 mm) pour ralentir les particules alpha provenant de la réaction $^{26}\text{Mg} (d, \alpha) ^{24}\text{Na}$. La mesure pour chaque angle a été faite au moins trois fois à des dates différentes et les résultats étaient reproductibles compte tenu des erreurs indiquées.

Pour la mesure des courbes d'excitation, où on étudie les variations des sections efficaces différentielles avec l'énergie de bombardement, l'angle étant fixé, nous avons à respecter les mêmes impératifs que pour les distributions angulaires : détermination de la section efficace absolue, ce point a été traité précédemment, détermination précise de l'angle, réalisée de la manière décrite plus haut et enfin établissement des courbes de variations relatives des sections efficaces en fonction de l'énergie. Pour ce dernier point, le compteur de référence n'étant plus utilisable, nous avons effectué les mesures pour une charge constante à toutes les énergies. La mesure de la charge a été faite dans les mêmes conditions que lors des déterminations des sections efficaces absolues. Ces courbes d'excitation ont été mesurées simultanément à 120° et 150° pour les réactions $^{25}\text{Mg} (p, p) ^{25}\text{Mg}$ et $^{25}\text{Mg} (p, p') ^{25}\text{Mg}$; à 40° , 80° et 120° pour la réaction $^{24}\text{Mg} (d, p) ^{25}\text{Mg}$, et à 55° et 170° pour les réactions $^{26}\text{Mg} (d, d) ^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Mg} (d, p) ^{27}\text{Mg}$. Pour les mesures effectuées avec la première boîte de diffusion, les compteurs ont naturellement été placés sur le plateau mobile afin de déterminer avec précision les angles de mesure. Ces expériences ont été refaites deux fois et étaient reproductibles aux erreurs statistiques près.

Pour compléter la description de ces expériences, nous allons indiquer brièvement comment les données - impulsions enregistrées dans un analyseur multicanaux - ont été exploitées, jusqu'au stade des sections

efficaces expérimentales. Pour la plus grande partie, cette exploitation a été faite manuellement : tracé des spectres, identification des pics et calcul du nombre d'impulsions correspondant à chaque groupe de particules. Au cours des dernières expériences, relatives à la cible ^{26}Mg , l'utilisation d'un traceur de courbes fonctionnant à la sortie de l'analyseur multicanaux, nous a soulagé d'une grande part de ce travail fastidieux. Cet appareil avait, en outre, l'avantage de permettre le contrôle visuel et rapide de la stabilité des conditions expérimentales au cours d'une série de mesures. Le reste des calculs donnant les valeurs des sections efficaces différentielles (dans le système du centre de masse pour les distributions angulaires) et les calculs d'erreur ont été effectués sur calculatrice électronique.

Les expériences sur la réaction $^{26}\text{Mg} (d,p) ^{27}\text{Mg}$, qui comprenaient l'étude des rayonnements gamma de désexcitation du noyau final, ont été de deux sortes : mesures de rapports d'embranchement et corrélations angulaires. Les premières ont été faites à une énergie incidente de 5 MeV. Nous avons utilisé la boîte de diffusion qui permet d'approcher le compteur γ , un cristal de NaI (T ℓ) de 5 x 6", à 3,5 cm du centre de la cible. De ce fait l'efficacité de ce compteur était importante et, compte tenu de l'épaisseur de la cible, nous avons dû travailler avec des intensités de faisceau très faibles, $2 \cdot 10^{-9}$ A, pour ne pas obtenir un taux de coïncidences fortuites trop élevé. Le détecteur de particules, de 50 mm² de surface, était placé à 3,3 cm de la cible, à un angle situé dans la région du maximum des distributions angulaires. Trois expériences ont été faites au cours desquelles cet angle avait respectivement les valeurs de 40°, 55° et 60°. Ces trois angles ont été choisis à cause de la présence, sur le spectre des particules, d'un pic de protons dus à la réaction

$^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_0) ^{13}\text{C}$, dont l'énergie est très voisine de celle des groupes de protons correspondant aux 2e et 3e niveaux excités de ^{27}Mg . Un absorbant en aluminium, placé devant le détecteur, arrêta les rayonnements alpha provenant de la réaction $^{26}\text{Mg}(\text{d}, \alpha) ^{24}\text{Na}$. Les impulsions données par les deux compteurs étaient envoyées, après amplification et mise en forme, sur un système de coïncidences Cosmic, de temps de résolution 60 ou 80 nsec suivant les expériences, puis sur un analyseur bidimensionnel de 4096 canaux. La configuration choisie était de 128 canaux pour les rayonnements gamma et de 32 canaux pour les particules. Dans ces 32 canaux figuraient les groupes de protons correspondant au niveau fondamental et aux trois premiers niveaux excités de ^{27}Mg . Des échelles de comptage enregistraient les impulsions directes, celles correspondant aux coïncidences vraies plus fortuites, et celles correspondant aux coïncidences fortuites obtenues par l'introduction d'un grand délai sur une des voies directes. Au cours de la mesure, les spectres de particules et de rayonnements gamma étaient contrôlés, à l'aide d'un analyseur de 400 canaux, afin de surveiller tout changement de gain ou de résolution.

A la fin de la mesure, le contenu de l'analyseur bidimensionnel était transféré sur une bande perforée, puis sur une bande magnétique pour être exploité à l'ordinateur. Le transfert sur bande perforée était également effectué plusieurs fois au cours de la mesure, par précaution au cas où le contenu de l'analyseur aurait été détruit et pour permettre, lors du dépouillement, de suivre de plus près l'évolution de l'expérience. L'exploitation à l'ordinateur a consisté à faire la somme des spectres de rayonnements gamma, pour chacun des 4 groupes de protons. Le nombre de coïncidences fortuites, sur chacun de ces spectres, a été obtenu en donnant au spectre de coïncidences fortuites la forme du spectre de

rayonnements gamma directs ; le rapport de réduction est obtenu à partir du nombre de coïncidences correspondant au groupe de protons qui alimente le niveau fondamental, multiplié par le facteur N_p/N_{p_0} où N_p et N_{p_0} sont les nombres de particules, sur le spectre direct, relatifs au niveau étudié et au niveau fondamental.

Les mesures de corrélations angulaires particule-gamma ont été faites à $E_d = 5$ MeV avec détection des particules à 0° , à $E_d = 4$ MeV et 4,8 MeV avec détection des particules au voisinage de 180° . Pour ces mesures, les détecteurs de particules et de rayonnements gamma étaient à une plus grande distance de la cible que dans les expériences décrites précédemment et de ce fait nous avons utilisé un faisceau de $0,01 \mu A$. En ce qui concerne les mesures où les particules étaient détectées au voisinage de 180° , la résolution de la jonction annulaire sous le faisceau était de 120 keV. Nous avons utilisé la configuration 64×64 canaux pour faciliter l'analyse du spectre de particules. Autre différence avec les mesures décrites plus haut : nous avons utilisé un "répartiteur" d'impulsions et une stabilisation de gain. Le premier appareil permet d'enregistrer simultanément, sur l'analyseur bidimensionnel, les impulsions en coïncidences dans le plan YY et, dans les canaux $X = 0$ et $Y = 0$, les spectres directs multipliés par un facteur de réduction approprié.

Ces spectres directs étaient utilisés pour la détermination de l'énergie des impulsions en coïncidence ; en outre le spectre de particules servait de référence dans la comparaison des mesures aux différents angles.

En outre, la chaîne de détection des rayonnements gamma comprenait un stabilisateur de gain. Dans les 3 expériences, les mesures ont été faites deux fois aux angles suivants : 0° , 30° , 45° , 60° et 90° , la durée de chaque mesure étant d'environ deux heures. La distance du détecteur gamma à la boîte

était vérifiée et éventuellement corrigée à chaque angle. A cause de la présence de la cage de Faraday, une correction a dû être faite à l'angle 0° . L'absorption des rayonnements gamma provenant d'une source de ^{60}Co (1332 keV et 1173 keV) et d'une source de ^{88}Y (898 keV et 1836 keV) a été mesurée à cet angle pour servir à ladite correction.

TROISIEME PARTIE

INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre nous présentons les résultats des expériences décrites et nous interprétons ces données expérimentales à l'aide des théories citées au début de ce travail. Nous avons analysé les distributions angulaires des protons diffusés élastiquement et inélastiquement par ^{25}Mg et des protons de la réaction $^{24}\text{Mg} (d, p) ^{25}\text{Mg}$ (Ga 66a). Nous avons étudié les fluctuations des sections efficaces de ces réactions en fonction de l'énergie (Ga 66b). L'analyse des distributions angulaires des deutérons diffusés élastiquement par ^{26}Mg et des protons de la réaction $^{26}\text{Mg} (d, p) ^{27}\text{Mg}$ a été effectuée ainsi que l'étude des rayonnements gamma de désexcitation des trois premiers niveaux excités de ^{27}Mg . Les corrélations angulaires des rayonnements gamma et des protons alimentant ces trois niveaux ont également été analysées.

1) Analyse des réactions $^{25}\text{Mg} (p, p) ^{25}\text{Mg}$ et $^{25}\text{Mg} (p, p') ^{25}\text{Mg}$

Les distributions angulaires des protons diffusés élastiquement par ^{25}Mg ont été mesurées aux énergies incidentes de 6 MeV et de 5 MeV et sont représentées sur les figures 2 et 8. Les sections efficaces commencent par décroître très rapidement pour les angles inférieurs à 60° où la diffusion coulombienne est prédominante, puis continuent à

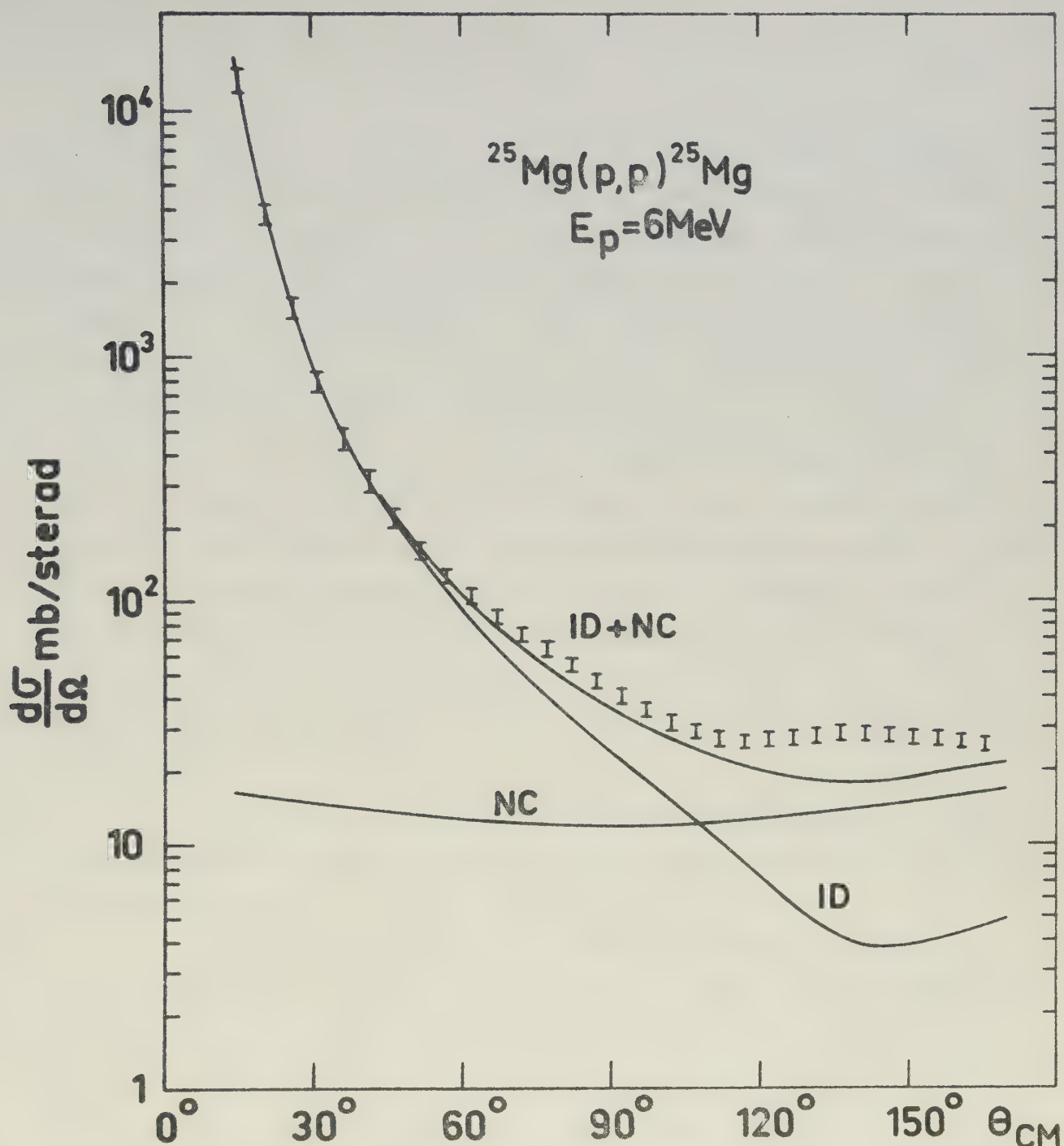


Fig. 2 : Sections efficaces différentielles de diffusion élastique de protons de 6 MeV par ^{25}Mg . Courbe ID : sections efficaces de diffusion élastique directe, calculées par la théorie du modèle optique avec les valeurs du potentiel : $U = 49,6$ et $W = 20,0$. Courbe NC : sections efficaces par noyau composé, calculées par la théorie de Hauser et Feshbach sans correction de fluctuation de largeur.

décroître jusque vers 120° pour amorcer ensuite une légère remontée. Nous avons également effectué une mesure à plus basse énergie ($E_p = 2$ MeV) et vérifié que l'influence de la diffusion coulombienne est alors prédominante dans tout le domaine angulaire. Les erreurs indiquées tiennent compte, pour les angles inférieurs à 50° , des contributions des pics de diffusion élastique sur ^{16}O et ^{12}C . Nous avons aussi mesuré les distributions angulaires de diffusion inélastique de protons d'énergie incidente 6 MeV pour les quatre premiers niveaux excités de ^{25}Mg , pour le triplet à 2,7 MeV et pour le doublet à 3,4 MeV (fig. 3). Pour les deux premiers niveaux excités, les mesures n'ont pu être faites à tous les angles à cause des pics de diffusion élastique dus au carbone et à l'oxygène. A partir de ces distributions angulaires, nous avons évalué les sections efficaces totales de diffusion inélastique qui sont présentées dans le tableau I. Les mêmes mesures ont été faites à $E_p = 5$ MeV et les résultats figurent dans le tableau VI.

Les résultats expérimentaux de diffusion élastique ont été analysés à l'aide du modèle optique avec le potentiel d'interaction décrit dans la première partie.

Le magnésium étant un noyau léger, il n'est pas évident que l'on se trouve dans le domaine d'application du modèle optique. Néanmoins, les distributions angulaires ayant été mesurées aux énergies incidentes de 5 MeV et de 6 MeV, les énergies d'excitation dans le noyau composé ^{26}Al sont de 11,2 MeV et 12,2 MeV ; à ces énergies la densité des niveaux est grande et au moins dix voies inélastiques sont ouvertes. On peut donc raisonnablement prévoir que, pour ces raisons, le modèle optique sera bien applicable. D'ailleurs, les mesures des sections efficaces différentielles en fonction de l'énergie, dont nous parlerons plus loin,

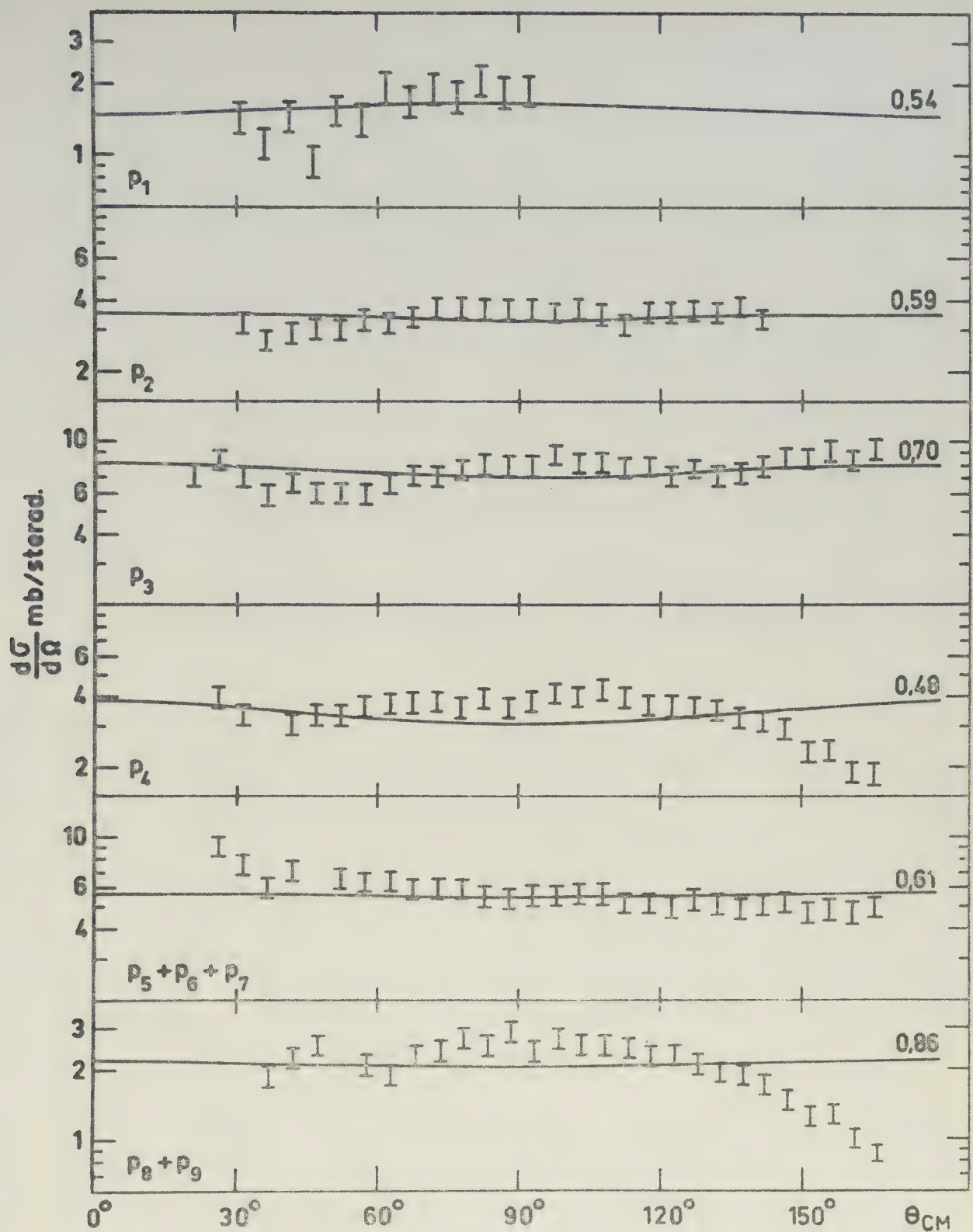


Fig. 3 : Sections efficaces différentielles de diffusion élastique de protons de 6 MeV par ^{25}Mg pour les 9 premiers niveaux excités de ^{25}Mg . Les courbes théoriques ont été calculées par la théorie de Hauser et Feshbach sans correction de fluctuation de largeur et normalisées sur les données expérimentales. Les facteurs de normalisation sont donnés sur chaque courbe.

TABLEAU I

SECTIONS EFFICACES TOTALES POUR $^{25}\text{Mg}(\text{p}, \text{p}')^{25}\text{Mg}$ ET $^{25}\text{Mg}(\text{p}, \text{n})^{25}\text{Al}$ A 6 MeV

Réaction	Energie d'excitation	J^π	$\sigma(\text{HF})$ sans fluctuation de largeur	$\sigma(\text{HFF})$ avec fluctuation de largeur	σ expérimental
(p, p) (p, p')	0	$5/2^+$	169	258	23 ± 9
	0, 585	$1/2^+$	37	32	44 ± 9
	0, 975	$3/2^+$	74	63	95 ± 12
	1, 614	$7/2^+$	134	105	45 ± 6
	1, 960	$5/2^+$	87	73	} 75 ± 11
	2, 562	$1/2^+$	15	13	
	2, 738	$7/2^+$	72	60	
	2, 801	$3/2^+$	30	26	
	3, 414	$3/2^-$	17	15	} 27 ± 4
	3, 905	$5/2^+$	13	12	
	3, 970	$7/2^-$	17	15	
	4, 277	$1/2^-$	1	1	
	0	$5/2^+$	68	58	
	0, 455	$1/2^+$	7	6	
Total non élastique			572	479	
Total			741	737	

montrent qu'aux angles de 120° et de 150° , les sections efficaces fluctuent autour de leur valeur moyenne avec une amplitude de 20 à 30 % et que ces fluctuations présentent une énergie de cohérence de 10 keV. C'est pourquoi les distributions angulaires ont été mesurées avec une dispersion en énergie du faisceau incident (50 keV) largement supérieure à cette énergie de cohérence. Ceci a pour effet de réaliser expérimentalement une moyenne sur les fluctuations.

La présence de ces fluctuations indique d'autre part qu'une partie de la réaction procède par le mécanisme de noyau composé, et qu'une analyse à l'aide du modèle optique seul ne peut conduire à un accord satisfaisant avec les données expérimentales. Des calculs préliminaires ont néanmoins été faits pour voir s'il était possible d'obtenir un accord entre les sections efficaces mesurées et les sections efficaces de diffusion élastique directe, calculées avec le potentiel optique. Au cours de ces calculs les paramètres du potentiel étaient ajustés jusqu'à rendre minimum l'écart entre les sections efficaces calculées et expérimentales, à l'aide de techniques numériques décrites dans la première partie. Les premiers calculs, effectués avec des paramètres physiquement acceptables, ont donné des sections efficaces bien plus faibles que les valeurs expérimentales aux angles supérieurs à 80° . En faisant varier les paramètres, les sections efficaces calculées ne pouvaient être augmentées dans cette région qu'au détriment de l'ajustement entre 50° et 100° , et aucun accord acceptable n'a pu être obtenu.

L'impossibilité de trouver des paramètres de potentiel optique qui rendent compte des sections efficaces expérimentales montre clairement que la diffusion élastique par noyau composé n'est pas négligeable.

Aussi en a-t-il été tenu compte dans les calculs ultérieurs. La théorie de Hauser et Feshbach (Ha 52) a été utilisée pour calculer les sections efficaces par noyau composé. Dans cette analyse, on a comparé la section efficace expérimentale à la somme de la diffusion élastique directe (calculée à partir des potentiels du modèle optique) et de la diffusion élastique par noyau composé. Ce faisant, le terme d'interférence entre ces deux contributions a été négligé, mais cela est justifié par la théorie du calcul des valeurs moyennes (Br 64b) ainsi que par l'analyse des données de diffusion élastique de neutrons par Wilmore et Hodgson (Wi 64a) et l'analyse des fluctuations par Wildenthal et al. (Wi 64).

La théorie de Hauser et Feshbach calcule les sections efficaces moyennes à partir du produit des coefficients de transmission relatifs à la voie d'entrée et à la voie de sortie, divisé par la somme des coefficients de transmission de toutes les voies ouvertes. Dans ces calculs, on a inclus la voie élastique et les voies non élastiques qui figurent dans le tableau I. La contribution des niveaux plus élevés est faible à cause de l'effet d'inhibition de la barrière coulombienne sur la réaction inverse. Parmi les voies de réaction, les voies (p, n_0) et (p, n_1) sont ouvertes à 6 MeV mais pas à 5 MeV et la voie (p, α) , ouverte à 3,2 MeV, a été négligée car sa section efficace totale à 6 MeV est inférieure à 5 mb (Co 54). Il est nécessaire de connaître les caractéristiques des niveaux correspondant à toutes les voies ouvertes. Mais les spins de certains niveaux de basse énergie de ^{25}Mg ne sont pas connus, ce qui crée une indétermination dans le calcul des sections efficaces. Cet effet a été étudié en effectuant plusieurs calculs où des spins différents ont été attribués aux niveaux mal connus et quelques résultats typiques sont présentés dans le tableau II. On voit que le fait d'attribuer un spin incorrect à un des niveaux a peu d'effet

TABLEAU II

$^{25}\text{Mg} (p,p') ^{25}\text{Mg}$ A 6 MeV - SECTIONS EFFICACES TOTALES CALCULEES AVEC DIFFERENTES ATTRIBUTIONS DE SPINS

Energie d'excitation	J^π	$\sigma(\text{HF})$	$\sigma(\text{HFF})$	J^π	$\sigma(\text{HF})$	$\sigma(\text{HFF})$
0	$5/2^+$	169	258	$5/2^+$	175	263
0,585	$1/2^+$	37	32	$1/2^+$	36	31
0,975	$3/2^+$	74	63	$3/2^+$	73	62
1,614	$7/2^+$	134	105	$5/2^+$	102	84
1,960	$5/2^+$	87	73	$5/2^+$	86	72
2,562	$1/2^+$	15	13	$1/2^+$	14	13
2,738	$7/2^+$	72	60	$7/2^+$	81	64
2,801	$3/2^+$	30	26	$5/2^+$	51	44
3,414	$3/2^-$	17	15	$3/2^-$	16	15
3,905	$5/2^+$	13	12	$5/2^+$	13	12
3,970	$7/2^-$	17	15	$7/2^-$	18	16
4,277	$1/2^-$	1	1	$1/2^-$	1	1

sur les sections efficaces calculées des autres niveaux et que, pour un niveau particulier, la section efficace est approximativement proportionnelle à $(2J + 1)$. Ceci indique qu'on peut utiliser ces calculs pour la détermination des spins des niveaux par comparaison avec les sections efficaces mesurées. Il est à noter que les sections efficaces mesurées et calculées de diffusion inélastique, correspondant à l'excitation des quatre premiers niveaux, sont aussi approximativement proportionnelles à $(2J + 1)$. Toutefois, ceci n'est pas une conséquence générale de la théorie du noyau composé et il est nécessaire de faire le calcul complet, dans chaque cas particulier, si on cherche à déterminer le spin d'un niveau par comparaison avec les sections efficaces expérimentales (Pa 64).

Les coefficients de transmission qui interviennent dans la théorie de Hauser et Feshbach ont été calculés en utilisant les potentiels optiques dans la voie d'entrée et la voie de sortie. La façon habituelle de procéder consiste à déterminer ces potentiels en analysant les sections efficaces de diffusion élastique directe. Mais dans le cas présent cela n'a pas été possible puisque les sections efficaces mesurées contiennent déjà une contribution de diffusion élastique par noyau composé, et que cette contribution dépend des potentiels recherchés. En d'autres termes, le problème était le suivant : déterminer des paramètres de potentiel optique tel que la somme de la diffusion élastique directe (calculée avec ce potentiel) et de la diffusion élastique par noyau composé (calculée à partir du même potentiel), soit en accord avec les données expérimentales. Il serait naturellement possible d'écrire un programme pour ordinateur en vue d'effectuer ce calcul en une fois ; mais comme nous disposions de programmes de Hauser et Feshbach et de modèle optique nous avons préféré utiliser un procédé itératif qui a donné toute satisfaction en pratique.

L'itération débute par le calcul de la section efficace par noyau composé à partir de potentiels optiques estimés convenables. Pour des raisons discutées plus loin, la forme de la distribution angulaire de ces sections efficaces est probablement plus exacte que leurs valeurs absolues. La section efficace élastique mesurée est ensuite analysée de la manière habituelle en faisant varier les profondeurs réelles et imaginaires du potentiel, mais en ajoutant à la section efficace élastique directe une contribution variable de section efficace élastique par noyau composé, de forme connue, avant de la comparer aux données expérimentales. Le potentiel optique ainsi obtenu est alors utilisé pour calculer une nouvelle section efficace élastique par noyau composé et tout le calcul est répété jusqu'à ce qu'on obtienne un accord satisfaisant avec les sections efficaces expérimentales. Dans ce calcul et dans les calculs suivants les paramètres des facteurs de forme ont été fixés aux valeurs usuelles :

$$r_u = r_w = 1,25 \text{ fm}, a_u = 0,65 \text{ fm} \text{ et } a_w = 0,47 \text{ fm}.$$

Le résultat de ces calculs est montré dans la figure 2 pour l'énergie incidente de 6 MeV. Les valeurs de potentiel obtenues sont $U = 49,6 \text{ MeV}$ et $W = 20 \text{ MeV}$ et l'accord de la courbe théorique avec les points expérimentaux est satisfaisant, compte tenu des approximations inhérentes à cette analyse. Avec le même potentiel, les sections efficaces de diffusion inélastique ont été calculées pour les 9 premiers niveaux excités de ^{25}Mg et sont représentés sur la figure 3, où elles sont normalisées d'après les données expérimentales, en les multipliant par les facteurs indiqués sur chaque courbe. Les valeurs des sections efficaces totales correspondantes, $\sigma(\text{HF})$, sont données dans le tableau I. Les sections efficaces différentielles calculées ont approximativement la variation

angulaire observée, les écarts pouvant provenir de la contribution d'interaction directe. Cependant, un calcul subsidiaire, utilisant le formalisme des voies couplées (Bu 62, 63), a montré que cette contribution est faible : la section efficace inélastique n'excède pas $0,03 (2J + 1)$ mb. On peut voir, d'après la valeur des facteurs de normalisation reportés sur la figure 3, que les sections efficaces inélastiques calculées sont trop grandes d'un facteur deux environ. La valeur plutôt élevée du potentiel d'absorption $W = 20$ MeV peut expliquer ce désaccord. On a constaté, néanmoins, qu'en diminuant la valeur de W pour améliorer l'accord avec les sections efficaces inélastiques, la qualité de l'ajustement avec les données de diffusion élastique devenait mauvaise. Nous reviendrons un peu plus loin sur l'influence des variations de W , mais avant cela étudions une autre explication possible de la valeur élevée des sections efficaces inélastiques calculées.

Dans les calculs de noyau composé présentés jusqu'ici, nous avons négligé les fluctuations de largeur des niveaux dans le noyau composé. Mais cet effet, présenté dans la première partie, peut être important (Tu 65) et les calculs décrits précédemment ont donc été repris en tenant compte de cette correction de fluctuation de largeur. Les résultats sont montrés dans les figures 4 et 5 pour les sections efficaces différentielles et dans le tableau I pour les sections efficaces totales $\sigma(\text{HFF})$. Les valeurs du potentiel obtenues sont : $U = 48,5$ MeV et $W = 17,4$ MeV. La section efficace élastique par noyau composé est augmentée d'environ 50 % ce qui lui donne une valeur comparable à la section efficace élastique mesurée aux angles à l'arrière et l'accord avec les données expérimentales de diffusion élastique est amélioré. Les valeurs des sections efficaces de diffusion inélastique calculées sont, comme prévu, plus

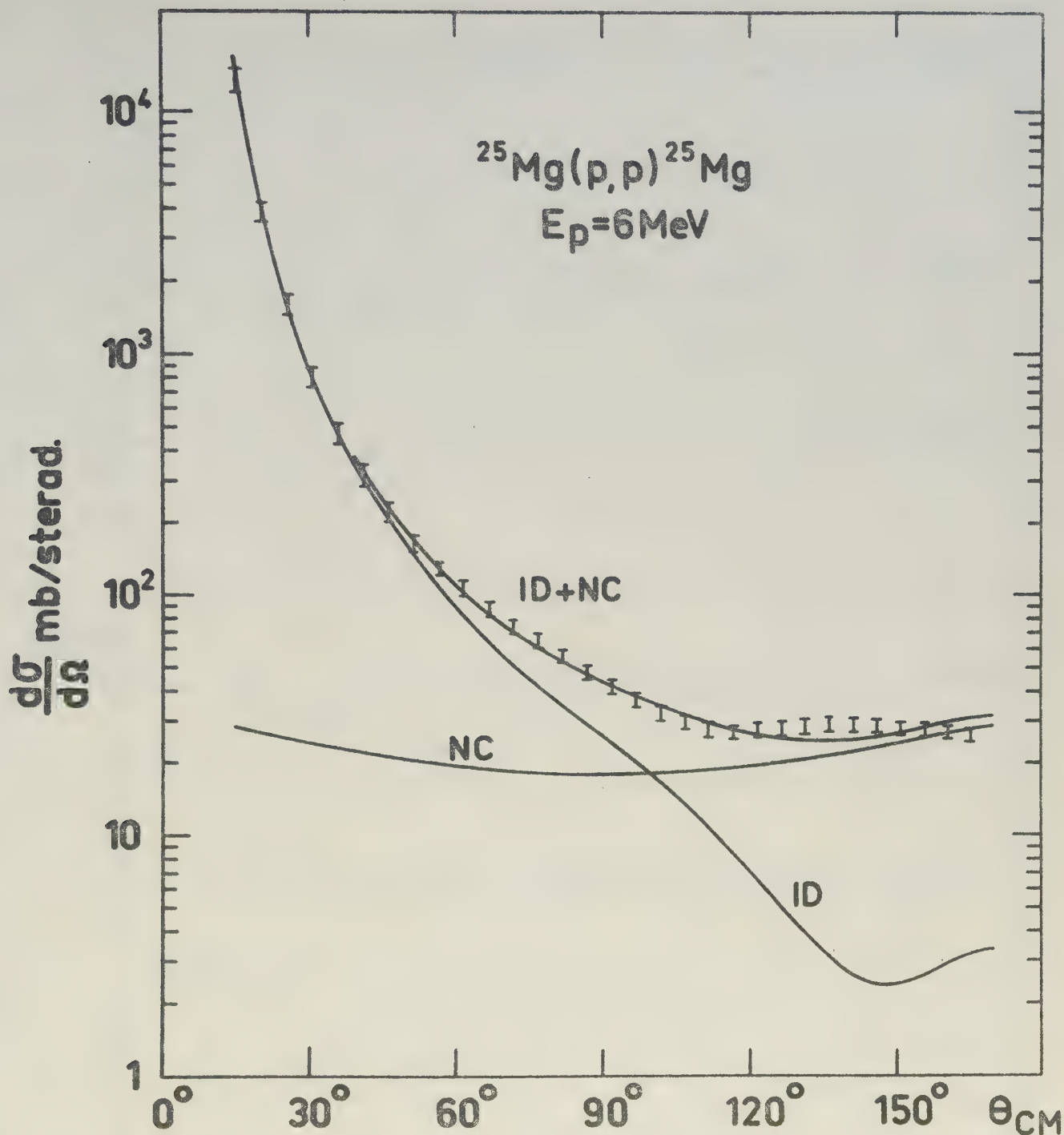


Fig. 4 : Sections efficaces différentielles de diffusion élastique de protons de 6 MeV par ^{25}Mg . Courbe ID : sections efficaces de diffusion élastique directe, calculées par la théorie du modèle optique avec les valeurs du potentiel : $U = 48,5$ et $W = 17,4$. Courbe NC : sections efficaces par noyau composé, calculées par la théorie de Hauser et Feshbach en tenant compte de la correction de fluctuation de largeur.

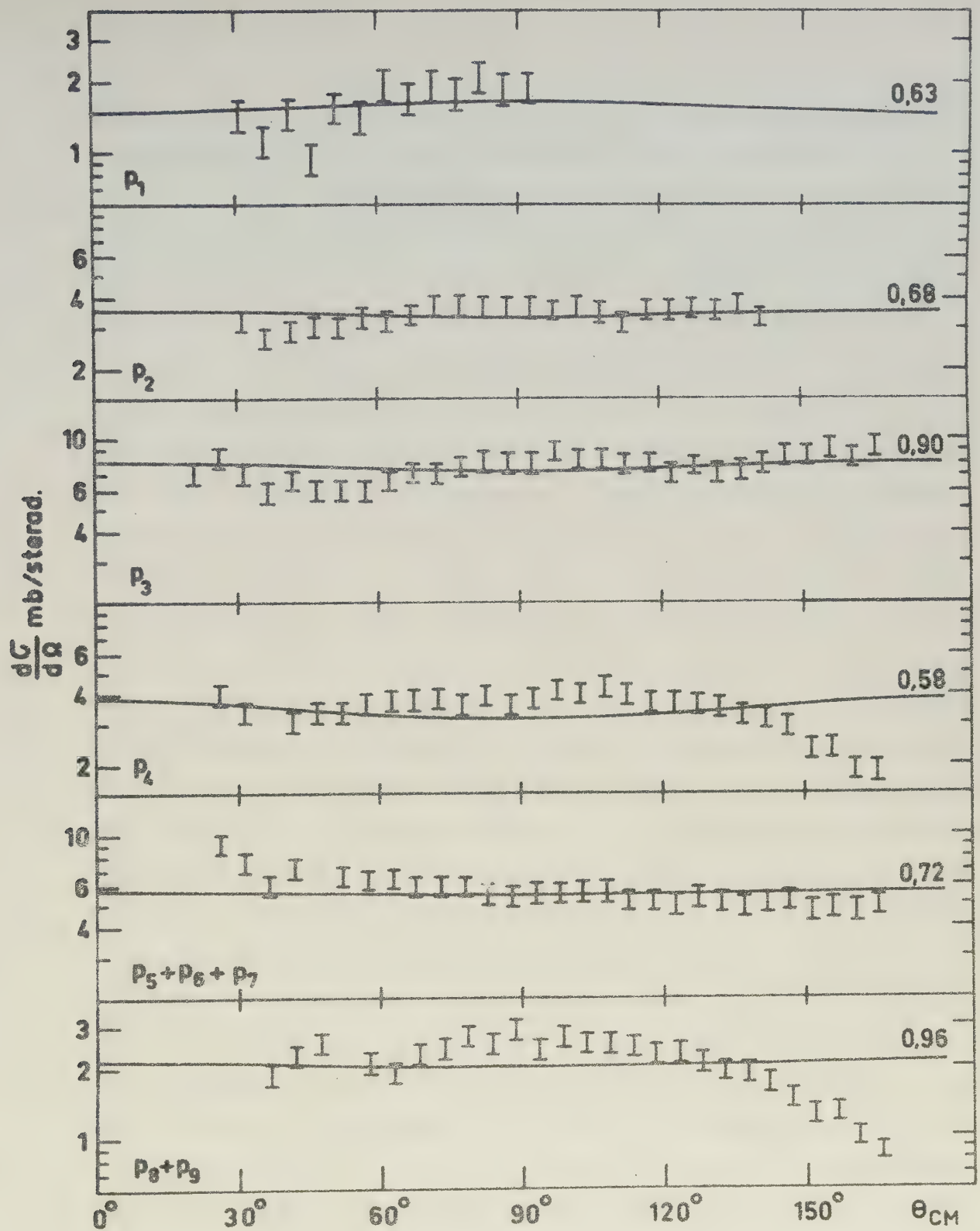


Fig. 5 : Sections efficaces différentielles de diffusion élastique de protons de 6 MeV par ^{25}Mg pour les 9 premiers niveaux excités de ^{25}Mg . Les courbes théoriques ont été calculées par la théorie de Hauser et Feshbach en tenant compte de la correction de fluctuation de largeur et normalisées sur les données expérimentales. Les facteurs de normalisation sont donnés sur chaque courbe.

faibles lorsqu'on inclut les corrections de fluctuation de largeur. Elles restent néanmoins supérieures aux valeurs expérimentales.

Pour étudier l'influence de la valeur du potentiel d'absorption W sur les sections efficaces inélastiques, on a effectué une série de calculs où la partie réelle du potentiel était fixée à $U = 55$ MeV et où la partie imaginaire prenait les valeurs $W = 1, 2, 4, 6, 8, 15, 20$ et 30 MeV. Les résultats, avec et sans correction de fluctuation de largeur, sont présentés dans les tableaux III et IV. On constate que, comme prévu, les sections efficaces inélastiques augmentent avec W , pour les faibles valeurs de W ; puis elles atteignent un maximum très large pour diminuer légèrement ensuite. On voit qu'elles sont peu sensibles à la valeur de W dans un grand domaine de variation. La raison physique en est que, lorsque W croît, l'impénétrabilité du noyau augmente et de plus en plus d'ondes sont réfléchies au lieu d'être absorbées. Il entre donc moins d'ondes dans le noyau, mais pour celles qui y pénètrent, la probabilité d'être absorbées est plus grande. Dans un grand domaine de variation du potentiel ces deux processus se compensent presque exactement, donnant lieu à ce large maximum. Par contre, pour les valeurs faibles de W , la réflexion est faible et l'absorption est presque proportionnelle à W , tandis que pour les grandes valeurs de W , la réflexion est élevée et fait diminuer lentement l'absorption lorsque W croît. Les sections efficaces, calculées avec et sans correction de fluctuation de largeur, présentent ces caractéristiques.

Sur la figure 6 sont représentées les sections efficaces de diffusion élastique directe et par noyau composé correspondant à ces valeurs du potentiel. On constate que les valeurs de W faibles (voisines de 2 MeV) qui conviennent pour les sections efficaces inélastiques expérimentales, donnent des valeurs de sections efficaces élastiques bien trop élevées

TABLEAU III

SECTIONS EFFICACES TOTALES EN FONCTION DU POTENTIEL D'ABSORPTION W

AVEC CORRECTION DE FLUCTUATION DE LARGEUR

Niveau \ W	1	2	4	6	8	15	20	30
0	200	243	246	248	253	273	280	285
1	18	17	31	32	33	35	36	37
2	32	48	59	63	65	69	70	71
3	66	94	110	113	114	114	114	114
4	45	64	76	80	82	82	81	80
5	10	14	16	16	16	16	15	15
6	43	62	73	75	74	70	68	65
7	17	25	31	33	33	32	31	30
8	4	8	13	16	18	19	18	17
9	3	6	9	12	13	15	15	14
10	3	6	10	13	15	18	18	17
11	0,2	0,4	0,8	1,0	1,2	1,5	1,5	1,5
$\sigma(p,p')$	241	353	429	453	464	472	468	462
σ_R	441	596	675	701	717	745	748	747

TABLEAU IV

SECTIONS EFFICACES TOTALES EN FONCTION DU POTENTIEL D'ABSORPTION W

SANS CORRECTION DE FLUCTUATION DE LARGEUR

Niveau \ W	1	2	4	6	8	15	20	30
0	153	179	169	165	167	180	186	191
1	20	29	34	36	37	41	42	44
2	36	53	66	71	74	80	83	84
3	85	119	139	143	144	146	146	146
4	53	75	90	95	97	98	98	96
5	11	16	18	18	18	18	17	17
6	52	75	88	89	88	84	82	79
7	19	28	34	36	37	36	35	34
8	5	10	16	19	21	21	21	19
9	3	6	9	12	14	16	16	16
10	4	7	12	16	18	21	20	20
11	0,2	0,4	0,8	1,1	1,3	1,6	1,6	1,5
$\sigma(p, p')$	288	418	507	536	549	563	562	557
σ_R	441	597	676	701	716	743	748	748

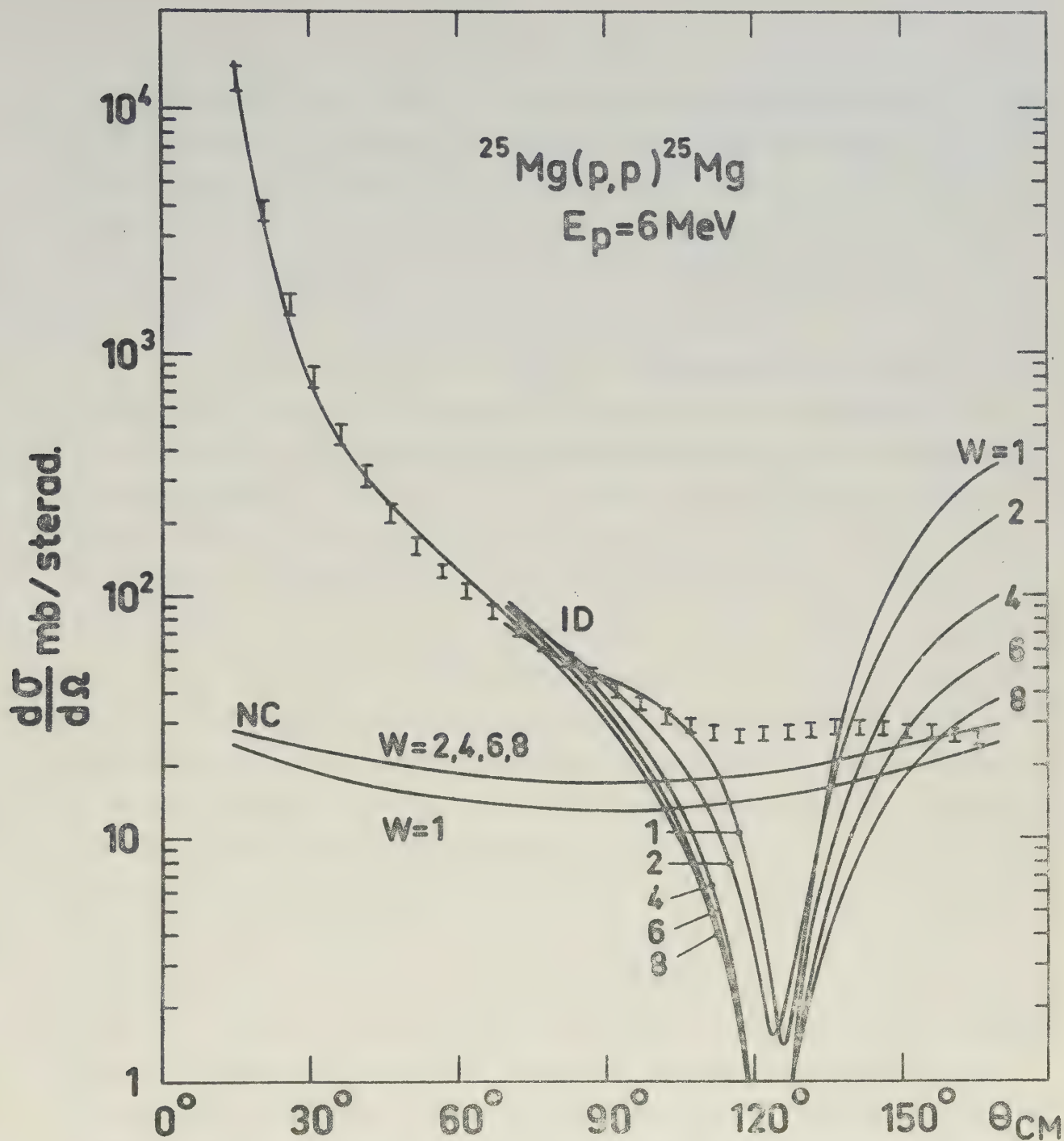


Fig. 6 : Sections efficaces différentielles de diffusion élastique de protons de 6 MeV par ^{25}Mg . Courbes ID : sections efficaces de diffusion élastique directe, calculées par la théorie du modèle optique avec les valeurs du potentiel : $U = 55$ et W indiqué sur les courbes. Courbe NC : sections efficaces par noyau composé, calculées par la théorie de Hauser et Feshbach.

aux angles supérieurs à 140° . Il en est ainsi, qu'on tienne compte ou non de la correction de fluctuation de largeur. Signalons également que l'introduction dans le potentiel d'un terme d'interaction spin-orbite rend le minimum vers 120° moins prononcé et diminue légèrement les valeurs des sections efficaces aux angles supérieurs à 150° , mais la qualité de l'ajustement ne devient cependant pas plus acceptable.

Au cours de tous ces calculs il a été constaté que la forme des distributions angulaires de diffusion inélastique (mais naturellement pas la valeur absolue des sections efficaces) est relativement peu sensible aux potentiels utilisés. D'autre part, les sections efficaces élastiques par noyau composé, correspondant aux potentiels qui donnent le meilleur accord général, sont de l'ordre de 20 mb par stéradian. On a donc soustrait cette section efficace par noyau composé de la section efficace mesurée, pour obtenir une section efficace "expérimentale" de diffusion élastique directe. Les paramètres du potentiel optique ont alors été déterminés dans une série de calculs qui minimisaient la quantité Δ , mesure de l'écart quadratique entre les distributions angulaires calculées et expérimentales. Les résultats figurent dans le tableau V. Les valeurs initiales des potentiels étaient $U = 55$ MeV et $W = 1, 2, 4, 6$ et 8 MeV respectivement. Il y a deux potentiels finals distincts ($U \approx 49$, $W \approx 7$ et $U \approx 37$, $W \approx 34$) en plus de celui trouvé précédemment ($U \approx 49$, $W \approx 17$) et représenté sur la figure 4. Les petites différences entre les potentiels de chaque groupe du tableau V ne sont pas considérées comme significatives. La valeur de Δ correspondant au potentiel $U \approx 49$ et $W \approx 7$ montre que ce potentiel n'est pas acceptable, bien que pour des raisons physiques, on aurait pu le croire meilleur. Les sections efficaces correspondant au potentiel $U \approx 37$, $W \approx 34$ sont montrées dans la figure 7. Cependant, les

TABLEAU V

VALEURS INITIALES ET FINALES DES POTENTIELS POUR $^{25}\text{Mg} (p,p) ^{25}\text{Mg}$

A 6 MeV

Potentiel initial		Potentiel final		Qualité de l'ajustement
U	W	U	W	
55	1	49,20	6,85	943
55	2	49,91	8,68	856
55	4	37,05	33,76	344
55	6	38,68	33,60	344
55	8	37,02	33,77	344

TABLEAU VI

SECTIONS EFFICACES TOTALES POUR $^{25}\text{Mg} (p,p') ^{25}\text{Mg}$ A 5 M

Niveau	(HF) sans fluctuation de largeurs	(HFF) avec fluctuation de largeurs	expérimental
0	227	324	
1	46	37	55 $\pm$ 20
2	92	73	72 $\pm$ 15
3	148	109	107 $\pm$ 23
4	94	75	57 $\pm$ 12
5	11	10	
6	48	41	
7	20	18	
8	5	5	

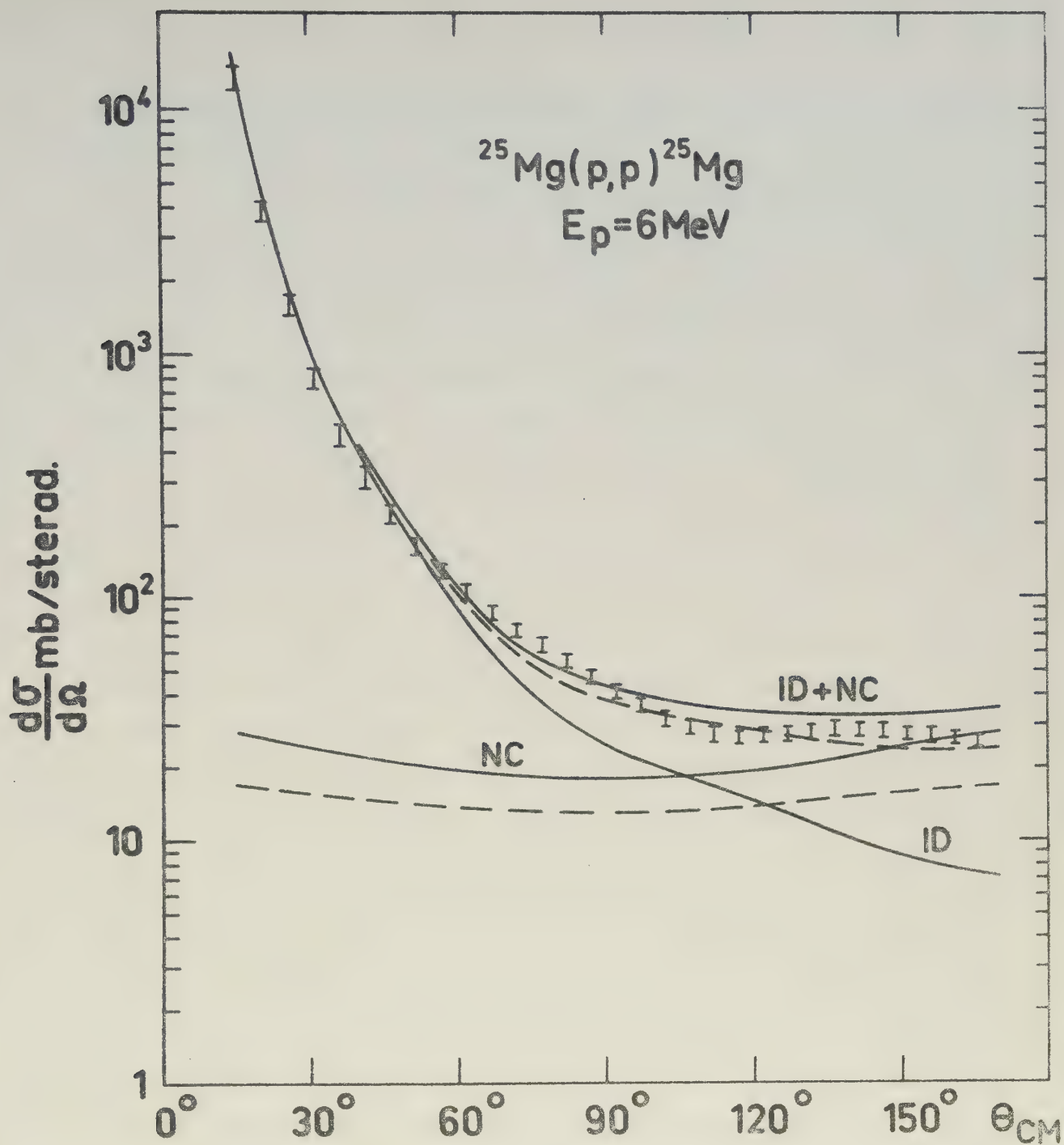


Fig. 7 : Sections efficaces différentielles de diffusion élastique de protons de 6 MeV par ^{25}Mg . Courbe ID : sections efficaces de diffusion élastique directe, calculées par la théorie du modèle optique avec les valeurs du potentiel : $U = 37,02$ et $W = 33,77$. Courbes NC : sections efficaces par noyau composé, calculées par la théorie de Hauser et Feshbach avec la correction de fluctuation de largeur (en trait plein) et sans correction (en pointillé).

valeurs de ce potentiel sont probablement inacceptables, la valeur de U étant trop faible et celle de W trop élevée.

Quelques calculs similaires ont été effectués à partir des distributions angulaires mesurées à l'énergie incidente de 5 MeV et ont donné des résultats comparables qui sont montrés dans la figure 8 où les valeurs du potentiel sont $U = 57,2$ MeV et $W = 15,4$ MeV. Les sections efficaces calculées par la méthode de Hauser et Feshbach, avec et sans correction de fluctuation de largeur, sont présentées dans le tableau VI.

L'analyse de ces distributions angulaires a montré qu'il était nécessaire de tenir compte des sections efficaces de diffusion élastique par noyau composé et qu'il était difficile de déterminer le potentiel optique qui permettait d'ajuster toutes les données simultanément. Il y a à cela deux raisons principales : premièrement, à cette énergie, les sections efficaces de réaction sont peu sensibles aux potentiels, et deuxièmement, la section efficace élastique, calculée par noyau composé, a une valeur comparable à la section efficace mesurée aux angles supérieurs à 120° . La valeur de la section efficace élastique directe, obtenue par soustraction, n'est alors pas bien déterminée et ne peut pas être utilisée pour fixer avec précision les valeurs du potentiel optique. L'accord général avec les données, obtenu par cette analyse, pourrait certainement être amélioré par variation d'autres paramètres, notamment ceux des facteurs de forme. Une analyse plus complète pourrait être faite aussi, en tenant compte du terme d'interaction spin-orbite, si des données de polarisation étaient disponibles pour la diffusion élastique et inélastique.

En conclusion, cette étude montre que les théories du modèle optique et de Hauser et Feshbach rendent bien compte du caractère général

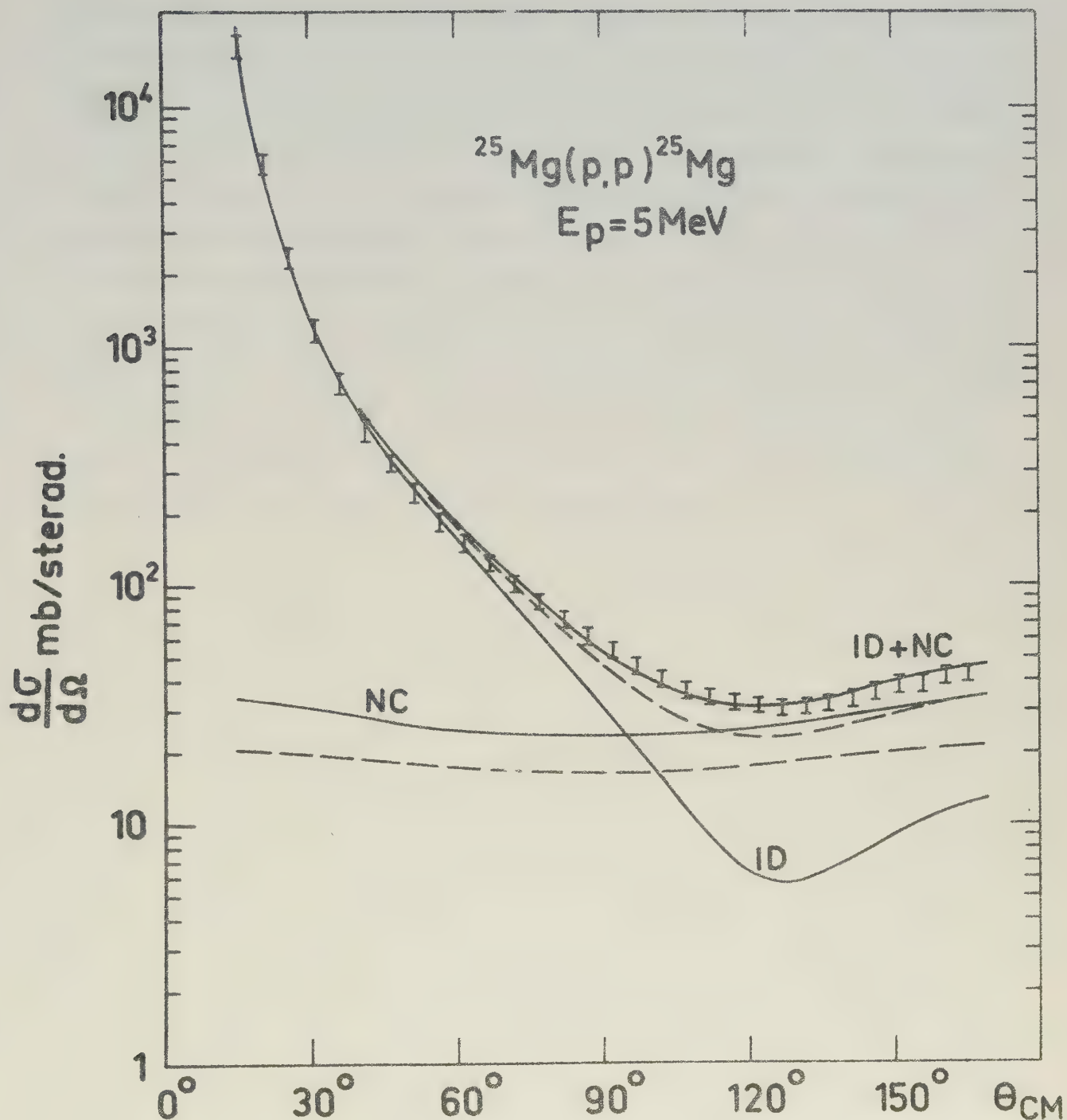


Fig. 8 : Sections efficaces différentielles de diffusion élastique de protons de 5 MeV par ^{25}Mg . Courbe ID : sections efficaces de diffusion élastique directe, calculées par la théorie du modèle optique avec les valeurs du potentiel : $U = 57,2$ et $W = 15,42$. Courbes NC : sections efficaces par noyau composé, calculées par la théorie de Hauser et Feshbach avec la correction de fluctuation de largeur (en trait plein) et sans cette correction (en pointillé).

des sections efficaces différentielles mesurées. Le désaccord principal réside dans la grandeur des sections efficaces inélastiques pour lesquelles les valeurs calculées sont nettement plus élevées que les valeurs expérimentales. Ceci provient peut-être de l'emploi de potentiels optiques sphériques. On sait, en effet, que les isotopes du magnésium sont des noyaux appréciablement déformés et que leurs états excités ont un caractère collectif très marqué (Ke 64, Ba 66). Ceci entraîne que les voies élastiques et inélastiques sont fortement couplées ; les données expérimentales relatives à toutes ces voies doivent être analysées simultanément en utilisant le formalisme des voies couplées (Bu 62, Bu 63). Néanmoins une telle analyse n'a pas été faite car, aux énergies où nous avons travaillé, la contribution due au noyau composé est importante.

2) Analyse de la réaction $^{24}\text{Mg}(\text{d},\text{p})^{25}\text{Mg}$

Nous avons mesuré les distributions angulaires des protons allant au niveau fondamental et aux quatre premiers niveaux excités de ^{25}Mg pour les énergies de bombardement de 5 MeV et de 6 MeV. Les variations avec l'énergie des sections efficaces de cette réaction ont également été mesurées en faisant varier l'énergie incidente entre 2,8 MeV et 6,1 MeV et seront présentées dans le paragraphe suivant.

L'analyse des distributions angulaires de cette réaction de stripping a été faite à l'aide de l'approximation de Born avec ondes distordues et potentiel de portée nulle (méthode DWBA), en se servant du formalisme et des techniques numériques données notamment par Buck et Hodgson (Bu 61) et citées dans la première partie de notre travail. Cette analyse exige de connaître les potentiels optiques dans la voie d'entrée et la voie de sortie. Le potentiel entre le deutéron et ^{24}Mg est le même que celui déterminé par Weinberg et al. (We 64). Pour le potentiel entre le proton et ^{25}Mg , on a pris d'abord un potentiel suggéré par les travaux de Perey (Pe 63), puis le potentiel déterminé dans le paragraphe précédent par l'analyse de la diffusion élastique des protons sur ^{25}Mg . Ces potentiels sont présentés dans le tableau VII. Les résultats des calculs faits avec ces deux valeurs du potentiel optique du proton, à l'énergie de bombardement de 5 MeV, ne diffèrent pas de façon significative ; les calculs, à l'énergie de bombardement de 6 MeV, ont été faits avec le deuxième potentiel seulement. On a gardé la même valeur de potentiel pour les protons correspondant aux cinq niveaux du noyau final, car la différence d'énergie, inférieure à 2 MeV, n'a pas été jugée suffisamment élevée pour causer une variation significative de ce potentiel.

TABLEAU VII

POTENTIELS OPTIQUES DES DEUTERONS ET DES PROTONS

Particule	U	r _u	a _u	W	r _w	a _w	U _{so}
Deutéron	75	1,15	0,81	15	1,34	0,68	0
Proton {	54	1,25	0,65	9	1,25	0,47	14,5
	49,6	1,25	0,65	20	1,25	0,47	0

TABLEAU VIII

Energie du niveau	Q	Spin	ρ_n	n	S (sans NC) à 5 MeV	S (sans NC) à 6 MeV	S (avec NC) à 5 MeV	S (avec NC) à 6 MeV	S ^a	S ^b
0	5,104	5/2 ⁺	2	1	0,73	0,49	0,60	0,42	0,42	0,42
0,585	4,519	1/2 ⁺	0	2	0,50	0,44	0,50	0,44	0,97	0,68
0,975	4,129	3/2 ⁺	2	1	0,37	0,40	0,14	0,32	0,32	0,32
1,614	3,490	7/2 ⁺	4	1						
1,960	3,144	5/2 ⁺	2	1	0,20	0,12	0,11	0,07	0,19	0,16

n est le nombre quantique principal de l'état final.

Les résultats de ces calculs sont comparés aux données expérimentales dans les figures 9 et 10 pour les énergies de bombardement de 6 MeV et de 5 MeV. Dans chaque cas, la distribution angulaire calculée a été normalisée à la valeur du pic de la distribution angulaire expérimentale ; le rapport de normalisation donne les facteurs spectroscopiques sans noyau composé S (sans NC), reportés dans le tableau VIII. Sur les figures 9 et 10 on peut constater que les distributions angulaires correspondant au niveau fondamental et au premier niveau excité de ^{25}Mg sont les seules à présenter une allure caractéristique de stripping, avec les moments angulaires de transfert $\ell_n = 2$ et $\ell_n = 0$ respectivement. Pour les autres niveaux, et en particulier pour le troisième niveau excité à 1,614 MeV, les distributions angulaires expérimentales indiquent la présence d'une contribution du mécanisme par noyau composé. Comme dans le cas de la diffusion des protons par ^{25}Mg , la dispersion en énergie du faisceau incident était suffisamment importante (65 keV) pour que les sections efficaces mesurées correspondent à la somme des sections efficaces d'interaction directe et de noyau composé. Il n'a pas été possible de faire les calculs complets de Hauser et Feshbach pour déterminer les sections efficaces de réaction par noyau composé à cause du très grand nombre de voies ouvertes dans cette réaction. Mais des calculs préliminaires, avec un petit nombre de voies ouvertes, ont montré que ces sections efficaces, symétriques par rapport à 90° , sont de plus approximativement isotropes. Chaque distribution angulaire a été examinée pour voir si l'accord pouvait être amélioré en ajoutant une contribution isotrope d'intensité variable. Les résultats sont présentés sur les figures 9 et 10 par les courbes en pointillé, normalisées à la valeur du maximum

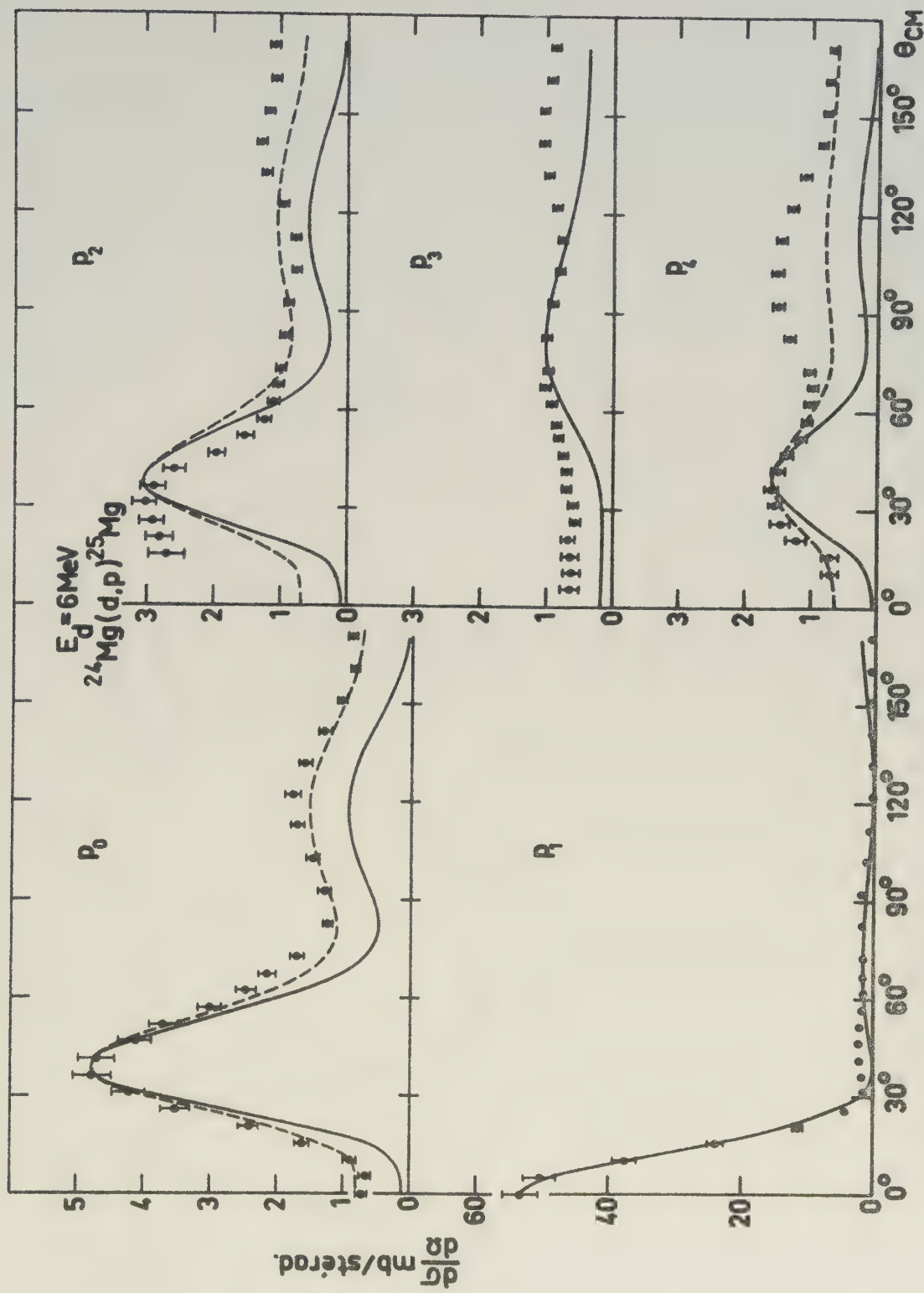


Fig. 9 : Sections efficaces différentielles de la réaction $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ à $E_d = 6 \text{ MeV}$ pour le niveau fondamental et les niveaux à 0,585 - 0,975 - 1,614 et 1,960 MeV de ^{25}Mg .

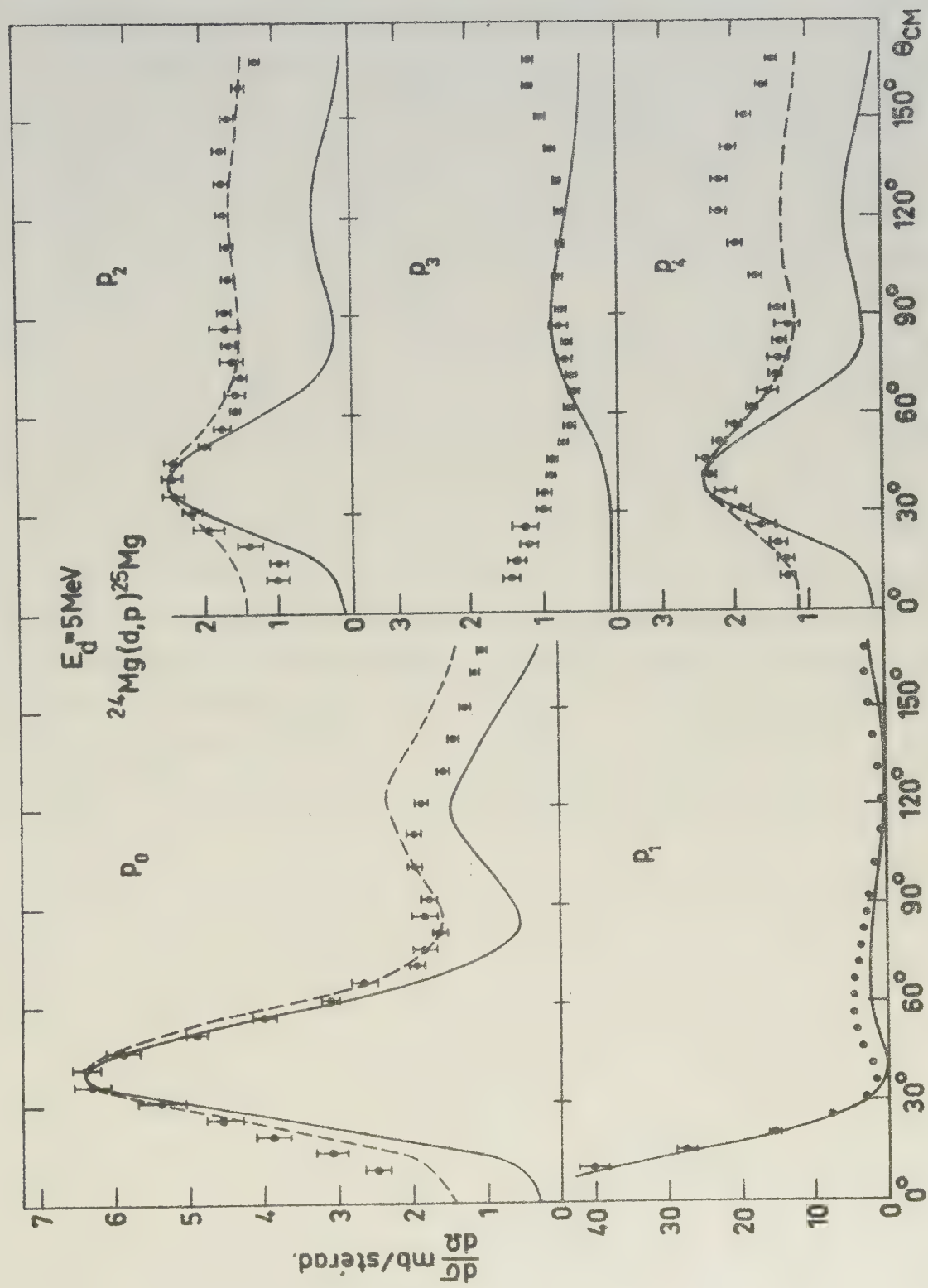


Fig. 10 : Sections efficaces différentielles de la réaction $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ à $E_d = 5$ MeV pour le niveau fondamental et les niveaux à 0,585 - 0,975 - 1,614 et 1,960 MeV de ^{25}Mg .

de la distribution angulaire expérimentale. Les rapports de normalisation donnent les valeurs des facteurs spectroscopiques S (avec NC), reportées dans le tableau VIII. Les figures montrent que les réactions conduisant au niveau fondamental et au niveau de 0,585 MeV, ont une contribution de noyau composé faible. Pour les réactions relatives aux niveaux de 0,975 et 1,960 MeV cette contribution est du même ordre de grandeur que celle d'interaction directe ; et elle est prépondérante pour la réaction allant au niveau de 1,614 MeV.

Dans le tableau VIII figurent les facteurs spectroscopiques obtenus dans cette étude. Les deux dernières colonnes de ce tableau contiennent les facteurs spectroscopiques provenant des données expérimentales de Hinds et al. (Hi 58) analysées à l'aide de la théorie de Butler (colonne S^a) et de la théorie DWBA (colonne S^b , Bu 62a). Ces facteurs spectroscopiques ont été normalisés à la valeur 0,42 pour le niveau fondamental. Compte tenu des erreurs expérimentales qui, pour les valeurs absolues des sections efficaces, sont de 20 % dans nos expériences, et des approximations faites dans l'analyse des résultats expérimentaux, l'accord entre les valeurs données dans les colonnes S^a et S^b et les valeurs obtenues dans le présent travail, peut être considéré comme satisfaisant.

3) Fluctuation des sections efficaces de ces réactions

Les variations, avec l'énergie incidente, des sections efficaces des réactions étudiées dans les deux paragraphes précédents, ont été mesurées dans le but de mieux analyser la contribution des sections efficaces par noyau composé. Les mesures expérimentales ont été faites dans les conditions suivantes : les sections efficaces de diffusion élastique et inélastique $^{25}\text{Mg} (p, p') ^{25}\text{Mg}$ pour les 2^e, 3^e et 4^e niveaux excités de ^{25}Mg ont été mesurées à 120° et 150°. Dans ces mesures la résolution en énergie, due principalement à l'épaisseur de la cible, était de 50 keV et nous avons fait varier l'énergie entre 4,5 MeV et 6,1 MeV avec un pas de 25 keV (fig. 11).

Pour la réaction $^{24}\text{Mg} (d, p) ^{25}\text{Mg}$, les sections efficaces relatives aux cinq premiers niveaux de ^{25}Mg ont été mesurées à 40°, 80° et 120°. Le domaine d'énergie allait de 2,8 MeV à 6,1 MeV avec un pas de 50 keV, la résolution variant entre 110 keV pour $E_d = 2,8$ MeV et 65 keV pour $E_d = 6$ MeV (fig. 12).

Au cours de l'analyse des fluctuations présentées par ces courbes d'excitation, il est apparu souhaitable de disposer de données expérimentales ayant une meilleure résolution en énergie. Les sections efficaces de diffusion élastique de protons par ^{25}Mg ont alors été mesurées à nouveau aux angles de 120° et 150°, avec une cible mince et une résolution de 4 keV. Ces mesures ont été faites en faisant varier l'énergie incidente entre 4,86 et 5,16 MeV par pas de 4 keV (fig. 13). Nous avons comparé ces dernières mesures à celles effectuées avec une résolution de 50 keV. En intégrant, par la méthode de Simpson, les sections efficaces de la deuxième mesure, nous avons retrouvé, aux erreurs statistiques près,

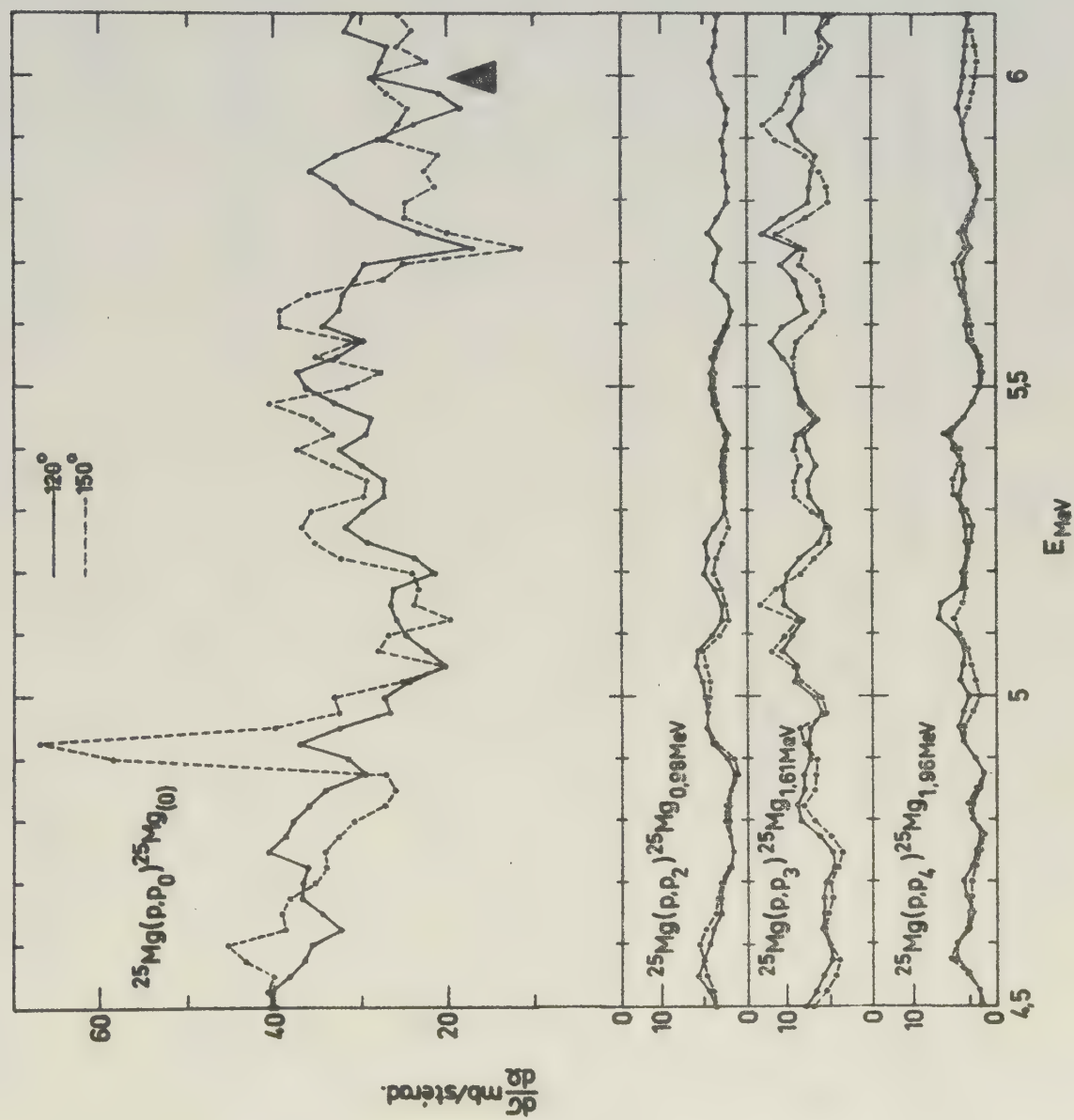


Fig. 11 : Courbes d'excitation des protons diffusés élastiquement et inélastiquement par ^{25}Mg (niveaux à 0,98 - 1,61 et 1,96 MeV) à 120° et à 150° . La résolution en énergie est de 50 keV.

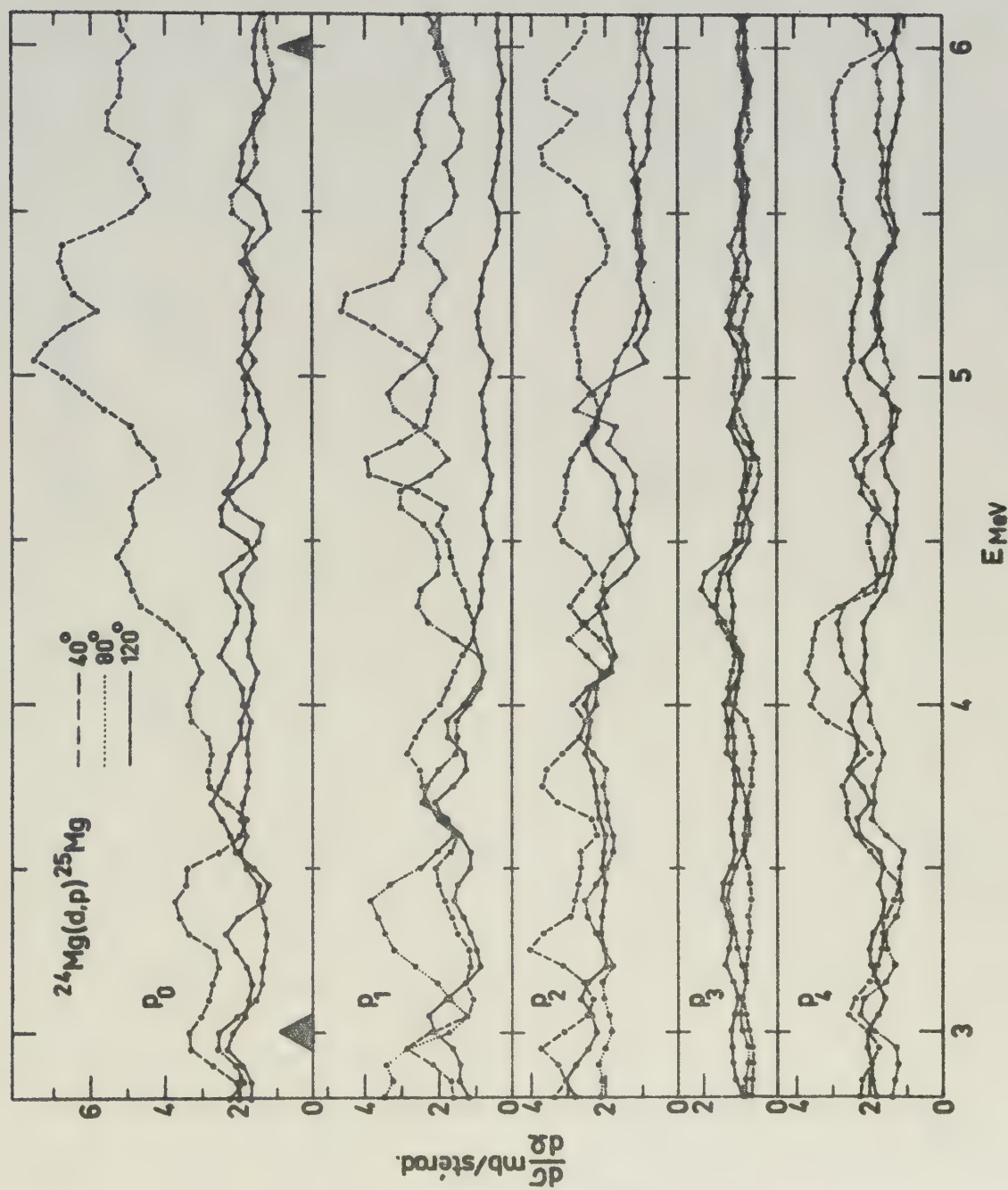


Fig. 12 : Courbes d'excitation des protons de la réaction $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ correspondant au niveau fondamental et aux niveaux excités à 0,585 - 0,975 - 1,614 et 1,960 MeV de ^{25}Mg aux angles de 40° , 80° et 120° .

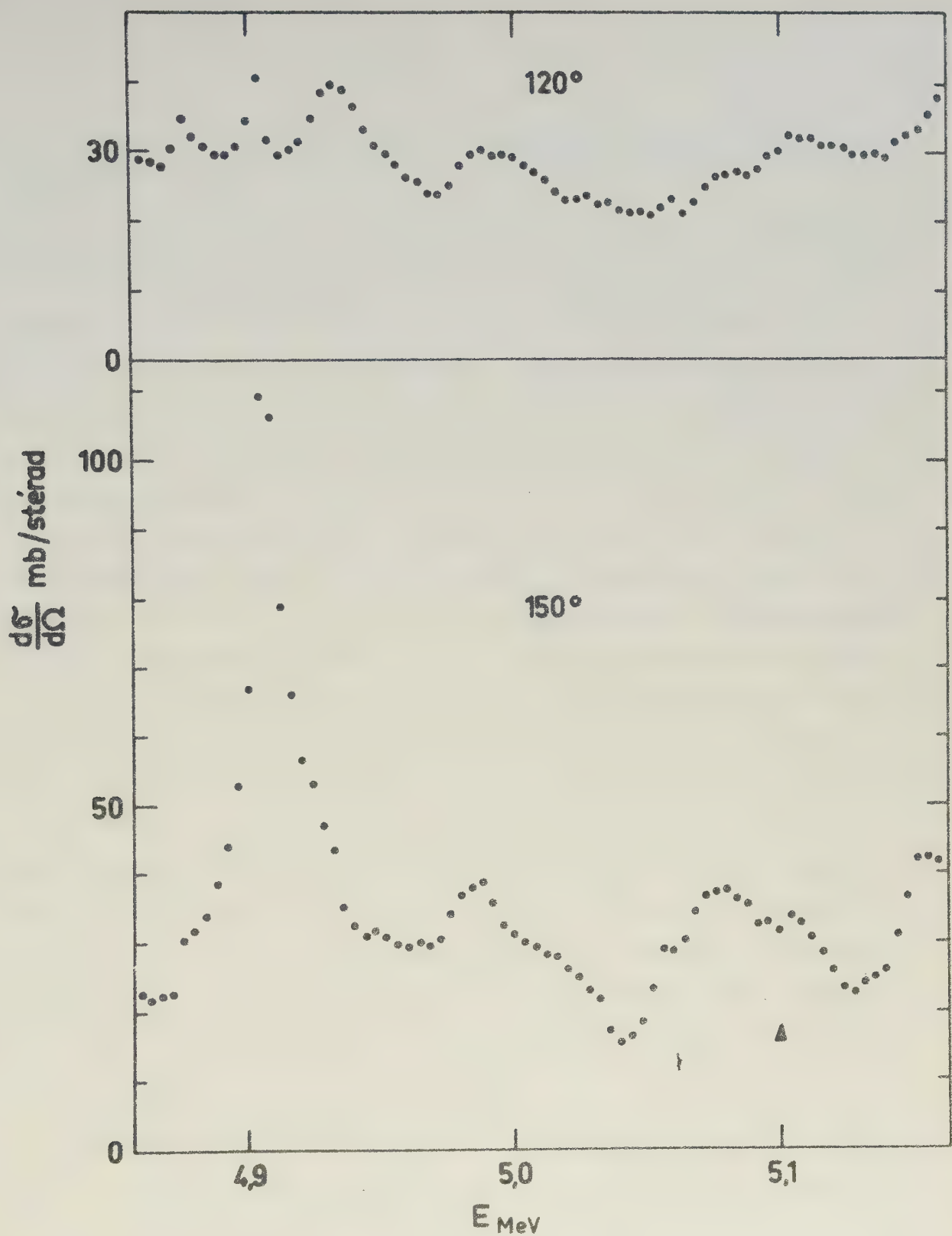


Fig. 13 : Courbes d'excitation des protons diffusés élastiquement par ^{25}Mg entre 4,86 MeV et 5,16 MeV à 120° et 150° . La résolution en énergie est de 4 keV.

les valeurs des sections efficaces de la première mesure à 120° et à 150° .

Ces différentes mesures ont été analysées par la théorie des fluctuations, donnée par Ericson (Er 63) et par Brink et al. (Br 63, 64b). Cette théorie ne peut être appliquée que si certaines conditions expérimentales sont réalisées. En particulier, il faut s'assurer que la valeur moyenne des sections efficaces intégrées sur les fluctuations reste constante. Ceci nous a amenés à ne pas tenir compte de certains résultats expérimentaux dans cette analyse. Sur la figure 13 par exemple, la présence d'une résonance située à 4,9 MeV peut fausser l'analyse et les fluctuations à 150° n'ont été étudiées que pour les énergies supérieures à 4,936 MeV. D'autre part, la densité des niveaux dans le noyau composé doit être suffisamment grande pour qu'il y ait recouvrement des niveaux et qu'on puisse appliquer des formules statistiques pour établir la structure des fluctuations. Dans cette étude, l'énergie d'excitation dans le noyau composé ^{26}Al était comprise entre 10,6 MeV et 12,2 MeV pour la réaction $^{25}\text{Mg} (p,p) ^{25}\text{Mg}$ et entre 14,0 MeV et 17,1 MeV pour la réaction $^{24}\text{Mg} (d,p) ^{25}\text{Mg}$. A ces énergies le nombre de voies ouvertes est grand et nous verrons plus loin que la largeur moyenne des niveaux à 11 MeV est de 10 keV. L'espacement moyen des niveaux, à cette énergie, calculé à l'aide des formules de Gilbert et Cameron (Gi 65a), étant de l'ordre du keV, on se trouve bien dans le domaine d'application de la théorie d'Ericson.

a) Diffusion élastique $^{25}\text{Mg} (p,p) ^{25}\text{Mg}$ entre 4,86 MeV et 5,16 MeV

Les mesures faites avec la cible mince (4 keV) ont permis de

déterminer la largeur moyenne des niveaux du noyau composé, Γ , appelée aussi énergie de cohérence des fluctuations. Ceci a d'abord été effectué par la méthode des maxima (Br 63, Da 65). En comptant le nombre de maxima K des sections efficaces par unité d'énergie et en appliquant la relation $K = 0,55/\Gamma$, nous avons trouvé la valeur

$\Gamma = (15 \pm 4) \text{ keV}$ à 120° et à 150° . Une autre détermination a été obtenue par l'étude de la fonction de corrélation en énergie qui traduit le lien existant entre les sections efficaces à l'énergie E et à l'énergie $E + \varepsilon$.

L'expression théorique de cette fonction est :

$$C(\varepsilon) = \frac{1}{N} (1 - y_d^2) \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \varepsilon^2}$$

où N représente le nombre effectif de voies contribuant à la réaction et y_d la contribution d'interaction directe. Pour obtenir cette fonction à partir des sections efficaces expérimentales il existe plusieurs expressions :

$$a) \quad C(\varepsilon) = \frac{\langle \sigma(E) \sigma(E+\varepsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle \langle \sigma(E+\varepsilon) \rangle} - 1$$

$$b) \quad C(\varepsilon) = \frac{\langle \sigma(E) \sigma(E+\varepsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle^2} - 1$$

$$c) \quad C(\varepsilon) = \frac{\langle [\sigma(E) - \langle \sigma(E) \rangle] [\sigma(E+\varepsilon) - \langle \sigma(E) \rangle] \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle^2}$$

Les expressions a et b ont été utilisées par Allardyce et al. (Al 64) et l'expression c par Von Brentano et al. (Br 64). La figure 14 montre ces trois fonctions à 120° et 150° . Les erreurs indiquées sont dues aux dimensions finies de l'échantillon et ont été calculées avec les formules données par Dallimore et Hall (Da 65) et par Mayer-Kuckuk (Ma 64). Si les courbes a et b ont la même allure générale, la courbe c présente des oscillations d'amplitude plus faible pour les grandes valeurs de ξ . Les différences entre ces courbes sont dues au fait que les valeurs moyennes sont prises sur un intervalle d'énergie fini ΔE . On a par exemple :

$$C_b(\xi) - C_c(\xi) = \frac{\langle \sigma \rangle_{I'} + \langle \sigma \rangle_{I''}}{\langle \sigma \rangle_I} - 2$$

où les intervalles d'énergie sont $I = (E, E + \Delta E)$, $I' = (E, E + \Delta E - \xi)$ et $I'' = (E + \xi, E + \Delta E)$.

Par comparaison des courbes expérimentales et de l'expression théorique de $C(\xi)$ on peut extraire les valeurs de Γ qui sont données dans le tableau IX.

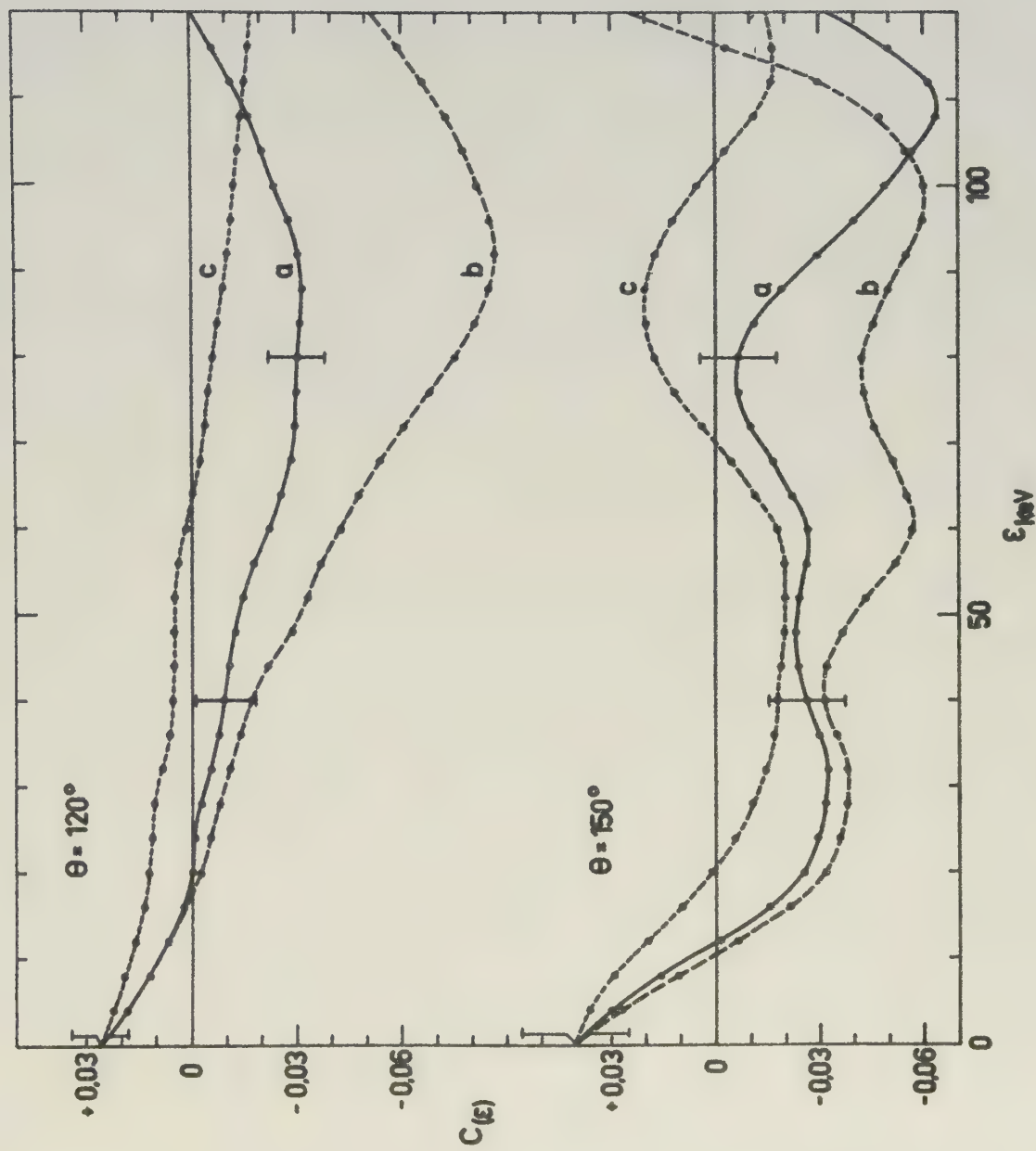


Fig. 14 : Fonctions d'auto-corrélation $C(\varepsilon)$ à 120° et à 150° pour les protons diffusés élastiquement par ^{25}Mg . Les courbes a, b et c correspondent aux expressions a, b et c de $C(\varepsilon)$ données dans le texte.

TABLEAU IX

VALEURS DE Γ (en keV)

	$\theta = 120^\circ$	$\theta = 150^\circ$
Par C (ε) expression a	8 ± 3	6 ± 3
Par C (ε) expression b	8 ± 3	6 ± 3
Par C (ε) expression c	18 ± 7	12 ± 3

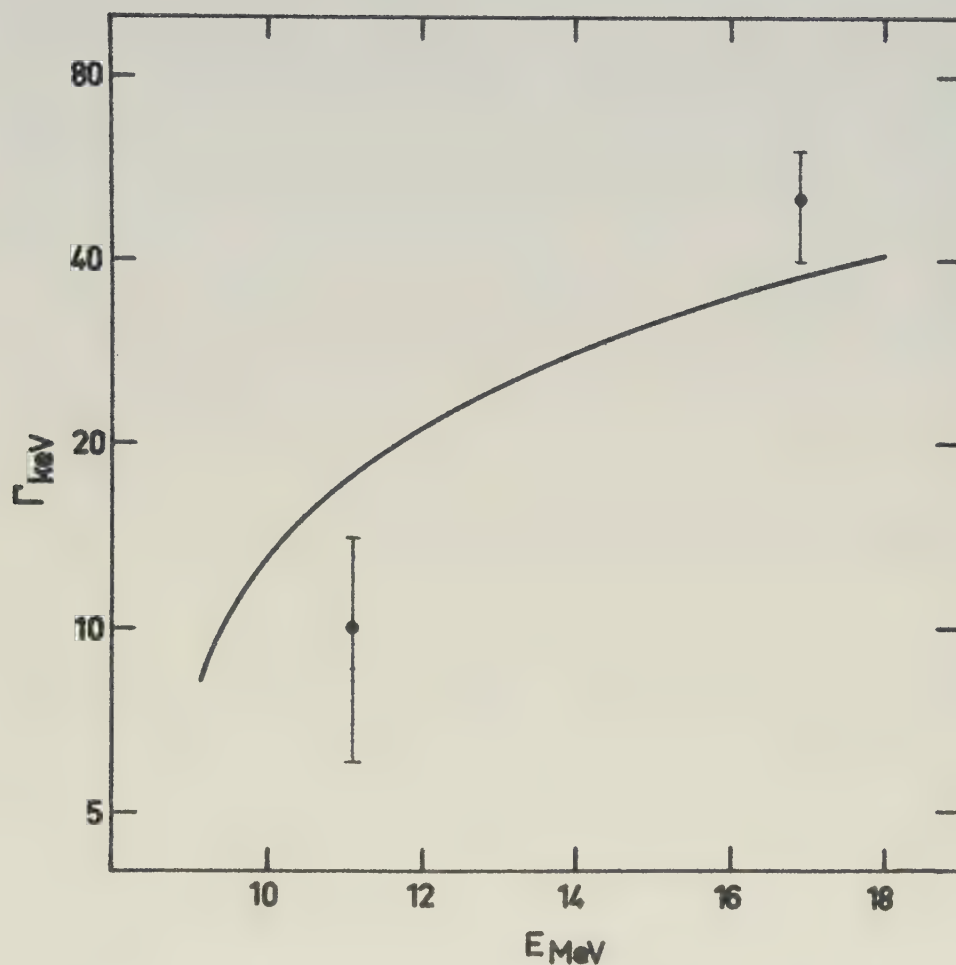
De l'ensemble de ces valeurs nous déduisons la valeur $\Gamma = (10 \pm 4)$ keV pour une énergie d'excitation dans ^{26}Al comprise entre 11,0 MeV et 11,3 MeV. Cette valeur est à comparer à la valeur $\Gamma \approx 45 - 90$ keV trouvée par Adam et al. (Ad 64) et à $\Gamma \approx 50$ keV donnée par Bassani et al. (Ba 66a) et Mermaz (Me 66) pour une énergie d'excitation comprise entre 15,6 MeV et 16,9 MeV. Une variation aussi rapide de la largeur moyenne est en accord avec le modèle statistique. Nous avons procédé à une estimation de la valeur de Γ en fonction de l'énergie en utilisant une méthode employée par Fessenden et al. (Fe 65). La largeur moyenne est donnée par l'expression :

$$\Gamma^{-1} = \sum_J \sigma_J \Gamma_J^{-1} / \sum_J \sigma_J$$

où Γ_J est la largeur totale du niveau de spin J dans le noyau composé et σ_J la section efficace de capture de la particule incidente calculée à partir du modèle optique. La largeur Γ_J a été calculée à partir des coefficients de transmission $T_{\ell f}^\alpha$ suivant l'expression :

$$\Gamma_J = \frac{D_J}{2\pi} \sum T_{\ell f}^\alpha$$

D_J est l'espacement des niveaux de spin J dans le noyau composé, calculé d'après la référence Gi 65a. La sommation porte sur α , f et ℓ où α caractérise le mode de désexcitation, f le niveau final atteint et ℓ le moment angulaire orbital de la particule sortante. Dans la sommation sur ℓ on tient compte des règles de conservation du moment angulaire total et de la parité. La sommation sur α inclut les voies de sortie par émission de protons, de neutrons et de deutérons. La somme sur les états finals f comprend une partie discrète correspondant aux niveaux finals de basse énergie et une partie intégrale pour les niveaux d'énergie plus élevée, où on a tenu compte de la densité de ces niveaux. Les coefficients de transmission ont été calculés à l'aide du modèle optique pour le proton et le deutéron en prenant les potentiels qui nous ont déjà servis dans l'étude de la réaction $^{24}\text{Mg} (d, p) ^{25}\text{Mg}$ (tableau VII). Dans le cas de l'émission de neutrons, les coefficients de transmission ont été obtenus à partir des formules données par Blatt et Weisskopf (Bl 52a). Ces calculs ont été faits pour des énergies d'excitation dans le noyau composé variant entre 9 MeV et 18 MeV et leur résultat est représenté sur la figure ci-après.



Cette courbe montre bien que la largeur moyenne augmente rapidement avec l'énergie. Les valeurs expérimentales de Γ , reportées sur la figure, laissent penser que cette variation doit être encore plus rapide. Ceci provient des approximations faites dans ces calculs, où nous avons négligé la désexcitation par émission de particules alpha. De

plus, la largeur totale Γ_J du niveau de spin J est directement proportionnelle à l'espacement D_J qui n'est déterminé que de façon approximative à partir du modèle statistique.

Revenons à l'étude des fonctions de corrélation en énergie. Outre la détermination de Γ , ces fonctions permettent de trouver le nombre effectif N de voies contribuant à la réaction. En effet, l'expression théorique de cette fonction pour $\varepsilon = 0$, $C(0) = (1 - y_d^2) / N$ relie N et la contribution d'interaction directe y_d . Cette valeur de N peut être comparée au nombre total de voies, calculé à partir des spins des particules en interaction.

$$N_s = \frac{1}{2} (2s + 1) (2I + 1) (2s' + 1) (2I' + 1)$$

où s et I, s' et I' sont les spins de la particule et du noyau dans la voie d'entrée et la voie de sortie. Pour la diffusion élastique étudiée ici, on a $N_s = 72$. On doit s'attendre néanmoins à ce que la valeur de N soit inférieure à N_s pour des énergies peu élevées, car la valeur faible des moments angulaires orbitaux limite alors le nombre de sous-états magnétiques qui sont indépendants (De 65, Gi 67). Dans notre expérience, les valeurs de N ont été calculées en tenant compte des valeurs de y_d déterminées dans le premier paragraphe de ce chapitre (fig. 8), $y_d = 0,18$ et $0,24$ à 120° et à 150° respectivement, et nous obtenons $N = 38 \pm 12$ à 120° et $N = 23 \pm 9$ à 150° . On constate que ces valeurs sont effectivement plus faibles que N_s .

Nous avons également étudié la distribution de probabilité des sections efficaces autour de leur valeur moyenne. Comme nous l'avons mentionné dans la première partie de ce travail, cette distribution suit une loi du χ^2 à $2N$ degrés de liberté pour les réactions par noyau composé. Cette expression a été généralisée par Stephen (St 63) pour tenir compte d'une contribution d'interaction directe y_d et est également donnée dans notre première partie. Pour comparer les données expérimentales à cette expression, nous avons tracé, sur la figure 15, les histogrammes donnant le nombre de valeurs de $\sigma / \langle \sigma \rangle$ comprises dans l'intervalle $(y, y + \Delta y)$. On a pris $\Delta y = 0,15$ et la normalisation est telle que l'aire située sous la courbe soit égale à un. La détermination de la valeur de N qui donne le meilleur accord entre la courbe théorique $P_N(y, y_d)$ et l'histogramme expérimental a été effectuée par un calcul de moindres carrés. On a cherché le minimum de l'écart quadratique $\Delta(N)$ défini par :

$$\Delta(N) = \sum_i \frac{[Y_i - Y_i(N)]^2}{(\Delta Y_i)^2}$$

où Y_i est le nombre de valeurs expérimentales dans l'intervalle (y_i, y_{i+1}) et $Y_i(N)$ la valeur moyenne de $P_N(y, y_d)$ sur le même intervalle. Pour ΔY_i nous avons pris une déviation standard et regroupé les intervalles pour lesquels Y_i était inférieur à 5. Le minimum de la courbe $\Delta(N)$ permet de trouver N . L'évaluation de l'erreur sur N a été faite à partir des valeurs de $\Delta(N)$ supérieures de 20 % à la valeur du minimum. La figure 15 montre

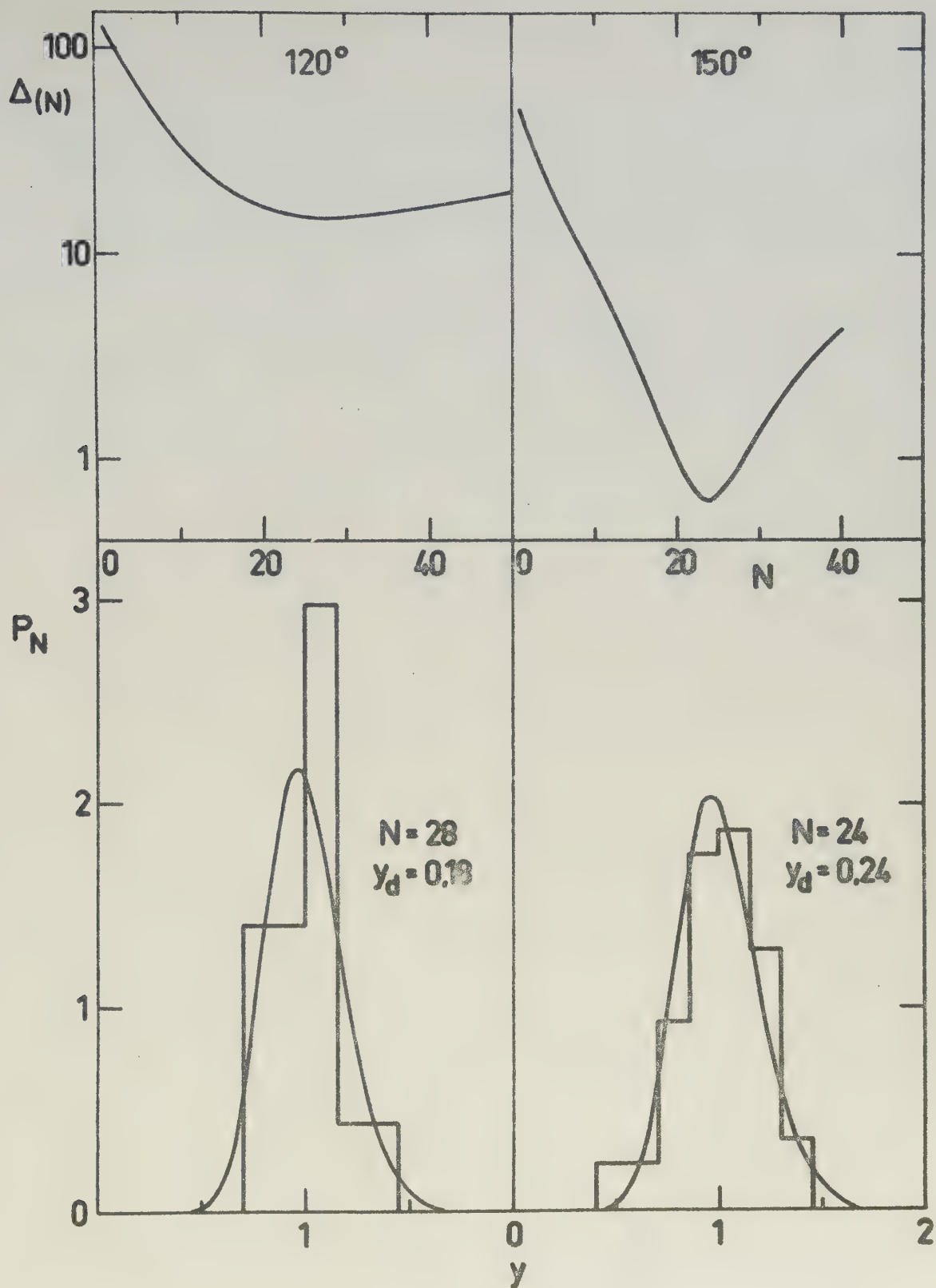


Fig. 15 : Distribution des sections efficaces de diffusion élastique $^{25}\text{Mg}(p,p)^{25}\text{Mg}$ autour de leur valeur moyenne et distribution de probabilité $P_N(y, y_d)$ à 120° et à 150° . Les valeurs de N correspondent au minimum de la fonction $\Delta(N)$.

que les valeurs de N ainsi déterminées sont 28 ± 10 à 120° et 24 ± 3 à 150° . Les courbes $P_N(y, y_d)$ correspondantes sont également tracées sur cette figure. Les valeurs de N ainsi trouvées sont en bon accord avec celles obtenues à partir de C ($\varepsilon = 0$).

Jusqu'à présent, il n'a été question que des mesures faites avec la cible mince (4 keV), mais nous avons analysé, par les mêmes méthodes les mesures faites avec la cible épaisse. Comme la résolution (50 keV) est alors supérieure à l'énergie de cohérence, il n'a pas été possible d'extraire celle-ci directement de ces données. Pour cette raison aussi, on doit s'attendre à une atténuation de l'amplitude des fluctuations. Cet effet a été étudié par Fessenden et al. (Fe 65) qui ont montré qu'il fallait introduire un paramètre n donnant le nombre effectif d'énergies indépendantes contribuant à une mesure. Dans le cas d'une fonction de résolution rectangulaire, ρ , l'expression donnant n est (Gi 65) :

$$n = (\rho / \pi \Gamma) + 1$$

Les mesures faites avec une résolution de 50 keV correspondent à la valeur $n = 2,4 \pm 0,8$. Par ailleurs, le coefficient d'auto-corrélation $C(0) = (1 - y_d^2)/N$ devient, dans une mesure avec une résolution supérieure à Γ , $C(0) = (1 - y_d^2)/nN$. En remarquant que $C(0)$ est la variance normalisée des sections efficaces, ceci traduit bien une atténuation des fluctuations. Nous avons effectué le rapport du coefficient d'auto-corrélation calculé avec les données de cible mince, à celui correspondant à la cible épaisse, sur le même domaine d'énergie, pour trouver les valeurs $n = 1,0 \pm 0,7$ à 120° et $n = 1,2 \pm 0,8$ à 150° . Compte tenu des erreurs importantes dues à la petite dimension de l'échantillon de nos mesures, ces valeurs ne sont pas en désaccord avec la valeur prévue de n .

Nous avons également étudié la corrélation entre les sections efficaces mesurées à 120° et celles mesurées à 150° en calculant le coefficient de corrélation (Br 64a) :

$$C_{12} = \frac{\langle [\sigma_1 - \langle \sigma_1 \rangle] [\sigma_2 - \langle \sigma_2 \rangle] \rangle}{\langle \sigma_1 \rangle \langle \sigma_2 \rangle \sqrt{C_1(0) C_2(0)}}$$

Ce coefficient est normalisé par la moyenne géométrique des coefficients d'auto-corrélation à chaque angle, de telle façon qu'il soit égal à l'unité dans le cas d'une corrélation stricte. Dans notre cas sa valeur est $0,50 \pm 0,12$, avec les résultats expérimentaux de cible mince et $0,55 \pm 0,09$ avec ceux de cible épaisse. Brink et al. (Br 64a) ont montré qu'il existait une largeur de cohérence angulaire de valeur $(kR)^{-1}$. Dans cette expérience la différence angulaire entre nos deux mesures, 30° , est comparable à cet angle de cohérence, 33° , et on peut donc s'attendre à une corrélation entre les sections efficaces à 120° et à 150° .

b) Diffusion inélastique $^{25}\text{Mg} (p, p') ^{25}\text{Mg}$ et réaction $^{24}\text{Mg} (d, p) ^{25}\text{Mg}$

Pour ces deux séries de mesures, la dispersion en énergie était importante et il n'a pas été possible de déterminer l'énergie de cohérence des fluctuations. L'analyse de la forme des fonctions de corrélation en énergie, $C(\epsilon)$, a donné en effet des valeurs de Γ , 50 à 60 keV, comparables à la résolution expérimentale. D'autre part, l'interprétation des coefficients d'auto-corrélation $C(0)$ et des distributions de probabilité des sections efficaces ne permet pas d'obtenir directement le nombre effectif N de voies contribuant à la réaction mais le produit $N' = nN$ où n ,

le nombre effectif d'énergies indépendantes contribuant à chaque mesure, dépend de la résolution expérimentale.

Les sections efficaces de diffusion inélastique de protons par ^{25}Mg reportées sur la figure 11 ont été analysées avec les mêmes méthodes que celles de diffusion élastique. Des difficultés expérimentales, dues à la diffusion élastique par les contaminants carbone et oxygène, ne nous ont pas permis de mesurer les courbes d'excitation correspondant au 1er niveau excité, ni celles relatives au 2e niveau excité pour les énergies supérieures à 5,6 MeV à 150° . L'analyse faite au début de cette partie a montré que la contribution d'interaction directe était négligeable, de sorte que le coefficient d'auto-corrélation a pour expression théorique $C(0) = 1/N'$, avec $N' = nN$. Les valeurs de N' ainsi déterminées à 120° et à 150° sont données dans le tableau X, ainsi que les valeurs de N_s données par la règle des spins.

TABLEAU X

VALEURS DE N' ET DE N_s POUR $^{25}\text{Mg} (p, p') ^{25}\text{Mg}$

Angle lab.	$\theta = 120^\circ$		$\theta = 150^\circ$		
Méthode de calcul	A partir de $C(0)$	Distribution de probabilité	A partir de $C(0)$	Distribution de probabilité	N_s
(p, p_2)	9 ± 2	7 ± 1	8 ± 2	6 ± 1	48
(p, p_3)	17 ± 3	15 ± 2	11 ± 2	10 ± 2	96
(p, p_4)	$11,5 \pm 2$	13 ± 3	10 ± 2	9 ± 1	72

Sur ce tableau figurent les valeurs de N' déterminées à partir des distributions des sections efficaces autour de leur valeur moyenne. Ces courbes théoriques de distributions de probabilité et les histogrammes expérimentaux sont montrés sur la figure 16. Les deux valeurs de N' obtenues à partir de $C(0)$ et à partir de la distribution de probabilité sont en bon accord entre elles, mais nettement plus petites que les valeurs de N_s , pour les raisons que nous avons données lors de l'analyse des données de diffusion élastique.

La corrélation entre les angles de 120° et de 150° a été analysée en calculant les coefficients de corrélation correspondants. Les valeurs trouvées : $0,86 \pm 0,15$; $0,74 \pm 0,11$ et $0,77 \pm 0,10$ pour les protons correspondant aux 2e, 3e et 4e niveaux excités de ^{25}Mg indiquent, comme dans le cas de la diffusion élastique, qu'il existe une corrélation entre les sections efficaces à 120° et à 150° . Enfin les corrélations entre différents groupes de protons, à un même angle, ont été étudiées à l'aide du coefficient de corrélation de groupe :

$$G = \frac{\langle [\sigma_1 - \langle \sigma_1 \rangle][\sigma_2 - \langle \sigma_2 \rangle] \rangle}{\langle \sigma_1 \rangle \langle \sigma_2 \rangle}$$

où σ_1 et σ_2 sont les sections efficaces relatives à deux groupes de protons sortants. Les valeurs calculées de ce coefficient indiquent qu'il n'y a pas de corrélation entre les différents groupes de protons diffusés inélastiquement. Il en est de même entre les protons diffusés élastiquement et inélastiquement à 150° . Par contre, à 120° , nous avons obtenu des valeurs négatives pour ce coefficient. Par exemple, les protons

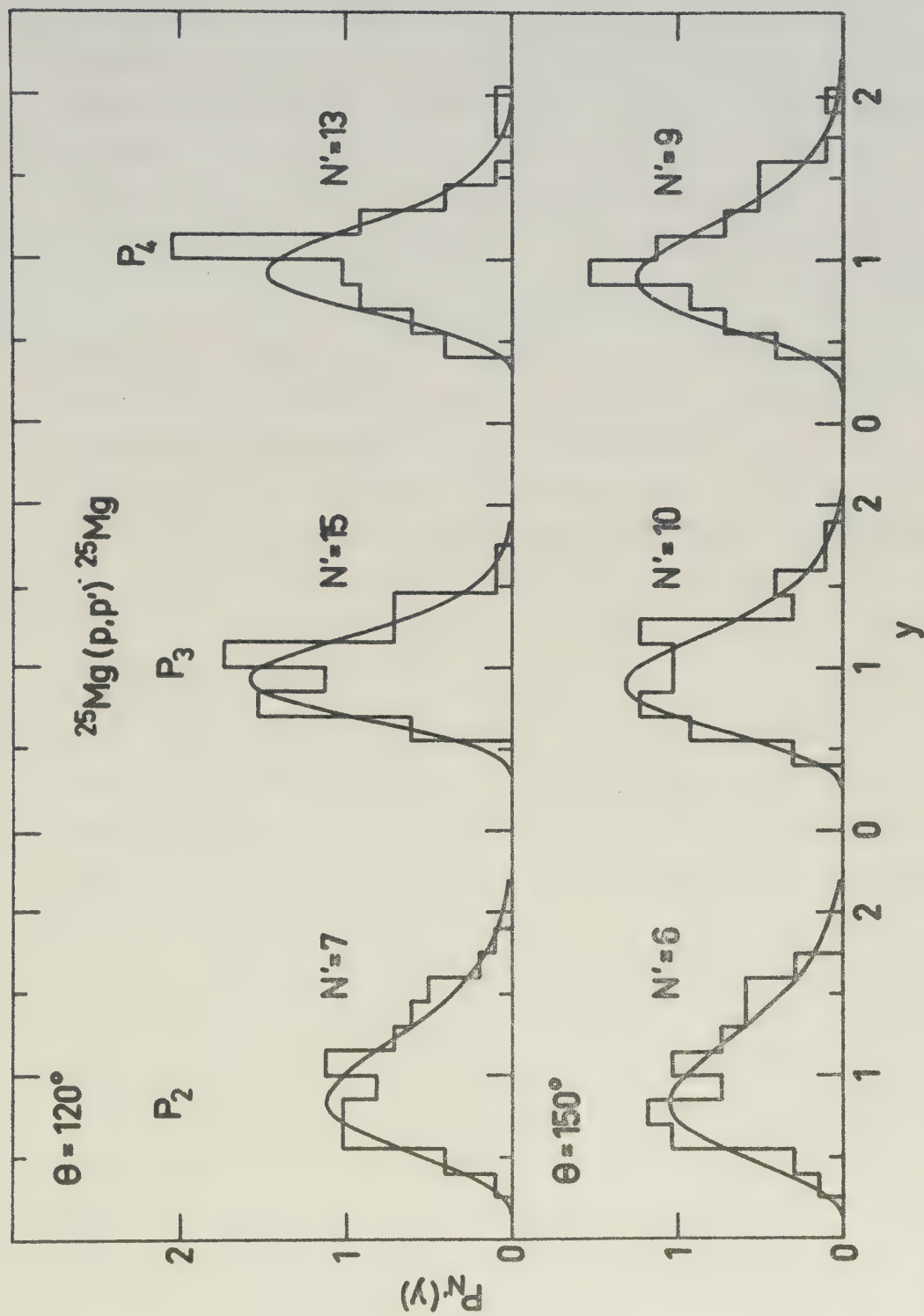


Fig. 16 : Distribution des sections efficaces de diffusion inélastique $^{25}\text{Mg}(p,p')^{25}\text{Mg}$ autour de leur valeur moyenne et distribution de probabilité $P_{N'}(y)$ à 120° et à 150° .

diffusés par le niveau fondamental et le troisième niveau excité de ^{25}Mg ont donné la valeur $G = -0,018 \pm 0,005$. Toutefois, en séparant l'intervalle d'énergie en deux moitiés et en calculant le coefficient G pour chacun de ces intervalles, nous obtenons les valeurs $-0,003 \pm 0,007$ et $-0,030 \pm 0,007$. Sur le premier intervalle d'énergie, la valeur négative de G n'est donc pas significative et pour le deuxième intervalle, l'erreur sur G est probablement plus grande que celle que nous avons calculée d'après les expressions données dans la référence Da 65. Ceci peut se voir aussi en comparant l'expression de G et celle de la fonction de corrélation en énergie pour $\xi \gg \sqrt{\Gamma}$ (expression a). $C(\xi)$ a la même expression que G et traduit la corrélation entre $\sigma(E)$ et $\sigma(E + \xi)$. Or, il n'y a pas de corrélations entre ces sections efficaces quand $\xi \gg \sqrt{\Gamma}$, mais $C(\xi)$ prend néanmoins des valeurs non nulles (fig. 14).

Une analyse semblable a été faite sur les sections efficaces de la réaction $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ aux angles de 40° , 80° et 120° (fig. 12). Dans cette analyse tout l'intervalle de mesure a été utilisé sauf pour la courbe d'excitation relative au niveau fondamental à 40° , où la section efficace moyenne augmente de 3 à 5 mb/sterad. entre 2,8 et 6,1 MeV. Pour cette courbe nous n'avons analysé que la partie correspondant aux énergies supérieures à 4,4 MeV.

Les valeurs de N_g calculées à partir des spins sont 18, 6, 12, 24 et 18 pour les groupes de protons allant au niveau fondamental et aux niveaux excités à 0,58 - 0,97 - 1,61 et 1,96 MeV respectivement. Les valeurs de N' ont été déterminées à partir du coefficient d'auto-corrélation $C(0)$, en tenant compte de la contribution d'interaction directe déterminée dans l'analyse des distributions angulaires de cette réaction (fig. 9 et 10 du paragraphe précédent). Ces valeurs de N' sont données

dans le tableau XI. Sur la figure 17 sont représentées les distributions des sections efficaces autour de leur valeur moyenne et les courbes théoriques déterminées de la manière indiquée précédemment. Les valeurs de N' , obtenues par cette analyse, figurent également dans le tableau XI, et sont en accord avec celles obtenues à partir du coefficient d'auto-corrélation. Certaines de ces valeurs sont supérieures à la valeur N_s calculée à partir des spins ; ceci s'explique par l'influence de la résolution en énergie qui atténue les fluctuations et se traduit par la relation $N' = nN$. Des variations de N' avec l'angle, analogues à celles que nous obtenons, ont été constatées par d'autres auteurs (Al 64, Pa 64a, La 68) et sont attribuées à des propriétés de moment angulaire qui restreignent les contributions de certaines voies particulièrement à 0° et à 180° .

Cette analyse, par la théorie des fluctuations, des sections efficaces mesurées en fonction de l'énergie, permet donc de déterminer des paramètres statistiques tels que l'énergie de cohérence des fluctuations et le nombre effectif N de voies indépendantes contribuant à chaque réaction. Les valeurs de N , calculées à partir du coefficient d'auto-corrélation et à partir de la distribution de probabilité de $\sigma / \langle \sigma \rangle$, sont en accord entre elles. Les corrélations entre les sections efficaces à différents angles sont également en accord avec la théorie donnée par Brink et al. (Br 64a). La présence d'une contribution d'interaction directe vient compliquer l'analyse de certaines de ces données. Les valeurs élevées de N ne permettent pas de déterminer cette contribution directement par l'analyse des fluctuations (Te 64) ; aussi avons-nous utilisé les résultats de l'analyse des distributions angulaires. Enfin les résultats numériques, donnés par cette théorie, sont entachés d'une erreur importante due aux dimensions finies de l'intervalle d'énergie sur lequel les mesures ont été faites. Pour diminuer cette erreur, on peut augmenter cet intervalle mais

TABLEAU XI

VALEURS DE N' ET DE N_s POUR ^{24}Mg (d,p) ^{25}Mg

Angle lab.	$\theta = 40^\circ$			$\theta = 80^\circ$			$\theta = 120^\circ$		
	A partir de C (0)	Distribution de probabilité	A partir de C (0)	Distribution de probabilité	A partir de C (0)	Distribution de probabilité	A partir de C (0)	Distribution de probabilité	N_s
(d, p ₀)	11 ⁺ - 3	11 ⁺ - 2	23 ⁺ - 3	22 ⁺ - 2	18 ⁺ - 2	15 ⁺ - 2			18
(d, p ₁)	1,5 ⁺ - 0,5	2 ⁺ - 1	2 ⁺ - 0,5	2 ⁺ - 1	1 ⁺ - 0,5	1 ⁺ - 0,5			6
(d, p ₂)	13 ⁺ - 1,5	12 ⁺ - 2	10 ⁺ - 2	6 ⁺ - 2	6,5 ⁺ - 2	3 ⁺ - 2			12
(d, p ₃)	15 ⁺ - 2	13 ⁺ - 4	14 ⁺ - 2	18 ⁺ - 3	30 ⁺ - 6	18 ⁺ - 6			24
(d, p ₄)	11 ⁺ - 1,5	11 ⁺ - 1	13 ⁺ - 2	16 ⁺ - 2	14 ⁺ - 2	13 ⁺ - 2			18

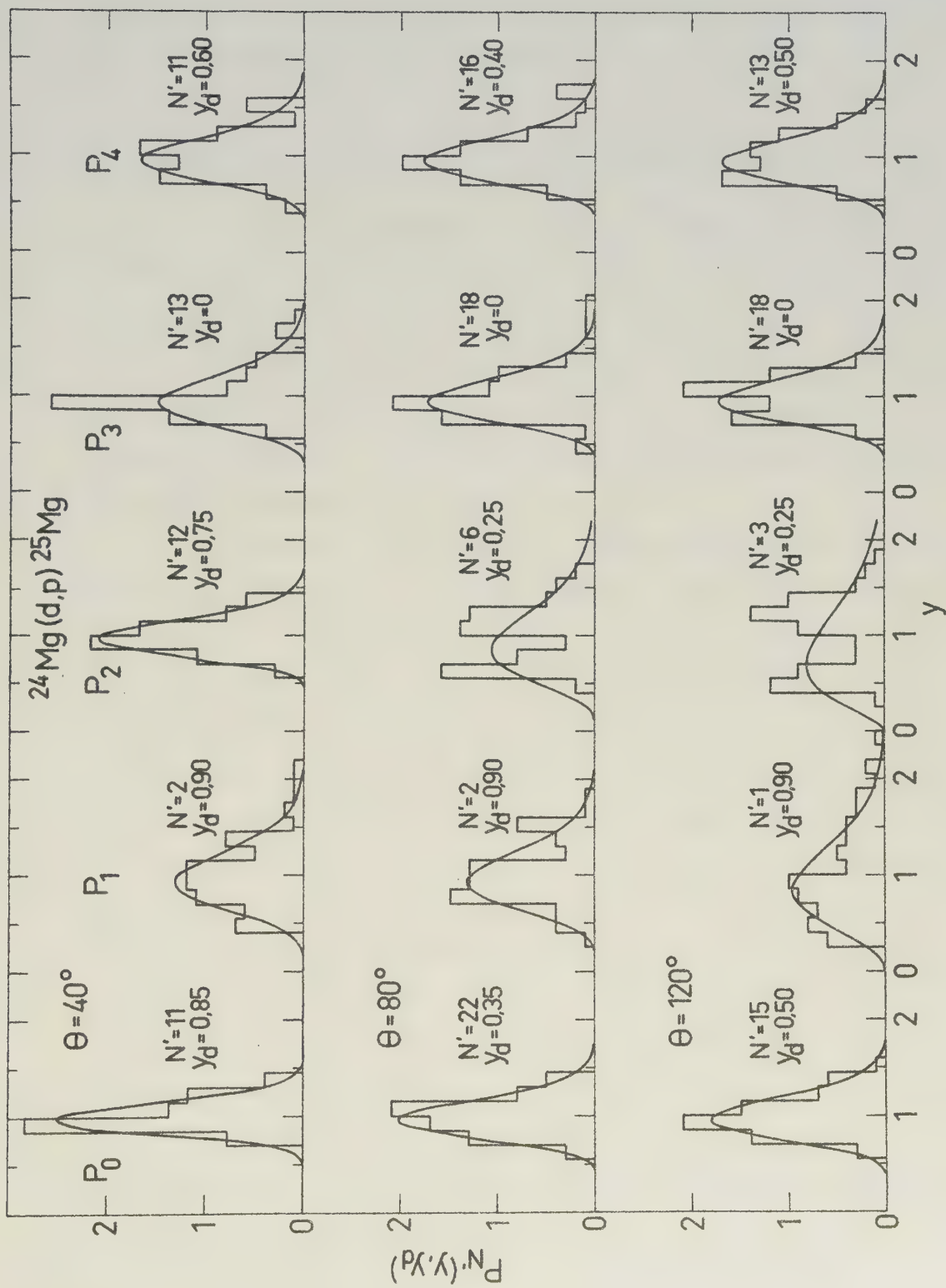


Fig. 17 : Distribution des sections efficaces de la réaction $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ autour de leur valeur moyenne et distribution de probabilité $P_{N'}(y, y_d)$ à 40° , 80° et 120° .

il faut s'assurer que la valeur moyenne des sections efficaces intégrées sur les fluctuations reste constante.

4) Analyse des réactions $^{26}\text{Mg} (d,d) ^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Mg} (d,p) ^{27}\text{Mg}$

Nous avons étudié la réaction $^{26}\text{Mg} (d,p) ^{27}\text{Mg}$ à une énergie incidente $E_d = 5 \text{ MeV}$ et mesuré les distributions angulaires des groupes de protons conduisant aux quatre premiers niveaux de ^{27}Mg . En vue d'analyser ces distributions angulaires à l'aide de l'approximation de Born avec ondes distordues, nous avons déterminé les paramètres du potentiel optique du deutéron incident par l'étude de la distribution angulaire des deutérons diffusés élastiquement par ^{26}Mg .

La figure 18 montre les sections efficaces de cette diffusion élastique. Les erreurs indiquées tiennent compte, pour les angles inférieurs à 50° , de la diffusion élastique due aux contaminants ^{16}O et ^{12}C et, pour les autres angles, d'un fond dû aux protons de la réaction $^{26}\text{Mg} (d,p) ^{27}\text{Mg}$. L'intensité de ce fond a été déterminée à l'aide d'un absorbant qui permettait de séparer les groupes de protons et de deutérons

L'analyse de cette distribution angulaire a été faite à l'aide du modèle optique seul, en négligeant une éventuelle contribution de noyau composé. En effet, l'énergie d'excitation atteinte dans le noyau composé ^{28}Al est élevée (18,4 MeV) et le nombre de voies ouvertes est grand. De ce fait, la section efficace par noyau composé est faible dans chacune des voies ouvertes, et en particulier dans la voie élastique. Pour vérifier ce point nous avons mesuré les variations des sections efficaces avec l'énergie entre 3,5 MeV et 6 MeV aux angles de 55° et de 170° (fig. 19). On constate que ces courbes ont une allure beaucoup plus régulière que celles

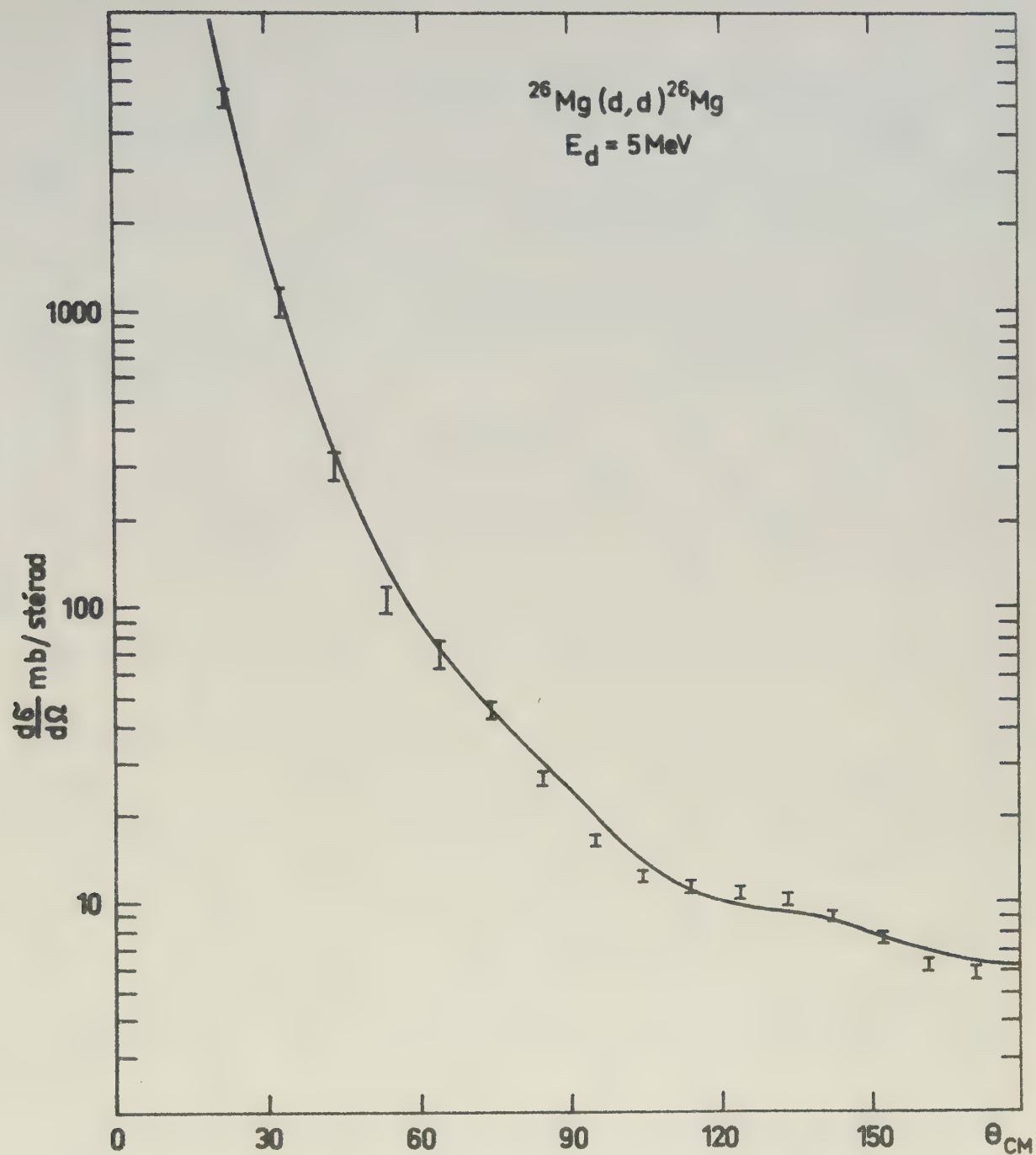


Fig. 18 : Sections efficaces différentielles de diffusion élastique de deutérons de 5 MeV par ^{26}Mg . La courbe théorique a été calculée avec les valeurs du potentiel optique A données dans le texte.

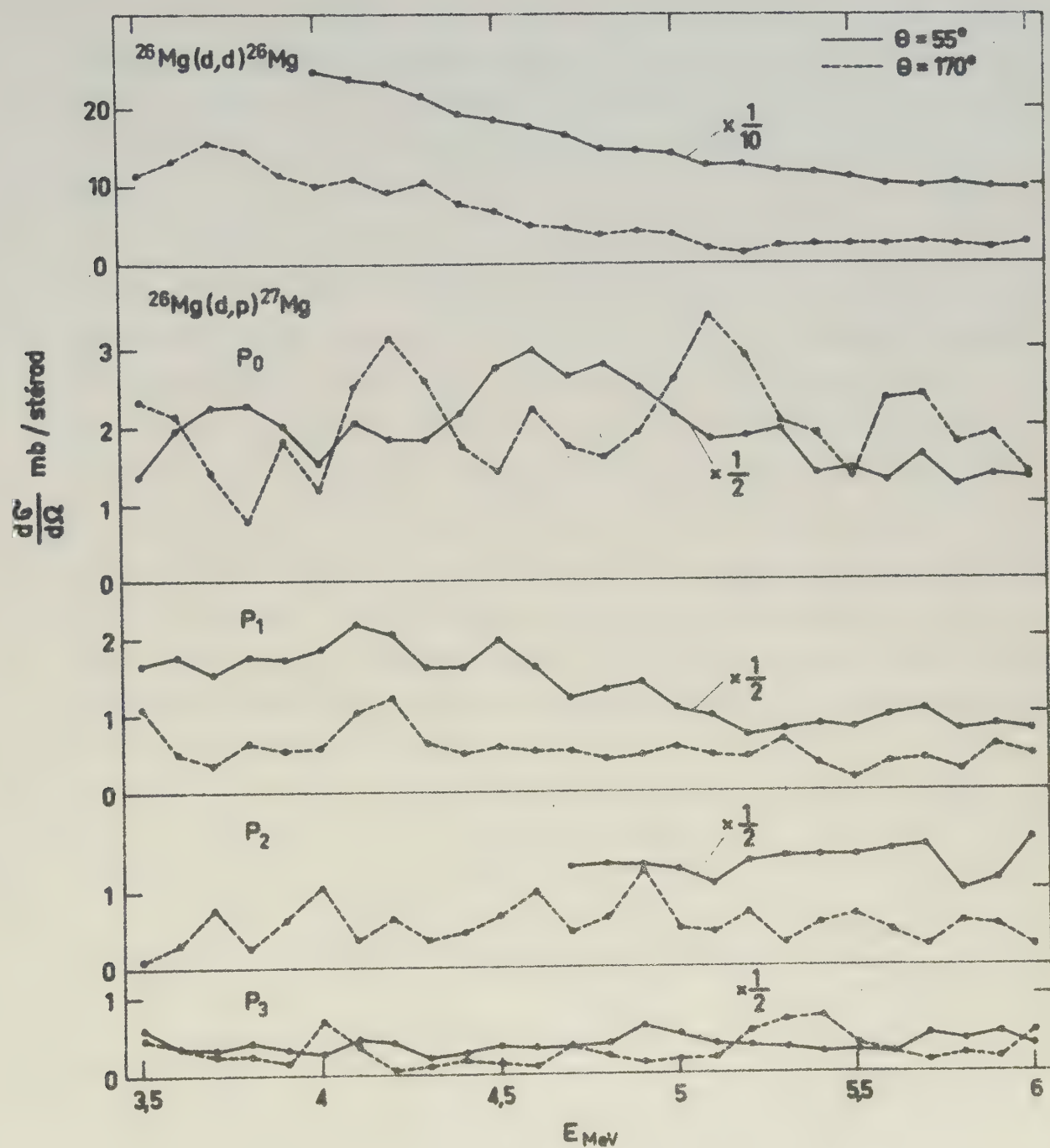


Fig. 19 : Courbes d'excitation des deutérons diffusés élastiquement par ^{26}Mg et des protons de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,p)^{27}\text{Mg}$ correspondant au niveau fondamental et aux niveaux excités à 0,984 - 1,69 et 1,94 MeV de ^{27}Mg .

relatives à la diffusion des protons par ^{25}Mg (fig. 11). Par contre, les sections efficaces de la réaction $^{26}\text{Mg} (d, p) ^{27}\text{Mg}$ présentent des variations rapides avec l'énergie, et indiquent une contribution de noyau composé.

Les paramètres du potentiel optique ont été obtenus à partir de la distribution angulaire expérimentale, en cherchant le minimum de l'écart quadriatique Δ entre la courbe théorique et la courbe expérimentale. Dans un premier calcul, nous avons fait varier les 6 paramètres U , r_u , a_u , W , r_w et a_w à partir des valeurs initiales données par Weinberg et al. (We 64). Les résultats de ce calcul ont montré que la partie imaginaire W du potentiel prenait des valeurs très grandes ainsi que le rayon correspondant r_w . Nous avons alors modifié le mode de calcul, pour limiter le domaine de variation des 6 variables à des valeurs physiquement acceptables. Avec ce nouveau programme, nous avons obtenu deux potentiels finals représentés dans le tableau XII. Les valeurs de l'écart Δ sont très voisines pour ces 2 potentiels.

TABLEAU XII

POTENTIELS OPTIQUES DES DEUTERONS

Potentiel	U	r_u	a_u	W	r_w	a_w	Δ
A	63,9	1,19	0,77	19,4	1,49	0,55	54
B	70,5	1,11	0,80	19	1,50	0,55	50

Sur la figure 18 est représentée la courbe théorique correspondant au potentiel A. Des calculs subsidiaires, où les facteurs de formes étaient fixés, ont montré qu'il n'existait pas d'autres valeurs de U et W donnant un meilleur accord.

Les potentiels ainsi obtenus ont été utilisés pour analyser les distributions angulaires des groupes de protons de la réaction $^{26}\text{Mg} (d, p) ^{27}\text{Mg}$ pour quatre niveaux de ^{27}Mg (fig. 20). Dans les mesures expérimentales nous avons dû tenir compte des protons de la réaction $^{12}\text{C} (d, p_0) ^{13}\text{C}$. Aux angles inférieurs à 90° , les groupes de protons correspondant aux 2e et 3e niveaux excités de ^{27}Mg ne pouvaient être séparés de ceux provenant du carbone, à cause de la cinématique de la réaction. Nous avons alors surveillé l'évolution du dépôt de carbone à l'aide du détecteur de référence placé à 150° , puis mesuré la distribution angulaire des protons de la réaction $^{12}\text{C} (d, p_0) ^{13}\text{C}$ avec une cible de carbone, mais sans changer les autres conditions expérimentales. Par soustraction de cette contribution aux spectres relatifs à la cible de magnésium, nous avons obtenu les résultats présentés sur la figure 20.

Sur cette figure les courbes théoriques ont été calculées par la méthode des ondes distordues avec le potentiel A du tableau XII pour le deutéron et avec le même potentiel de proton (tableau VII) que dans la réaction $^{24}\text{Mg} (d, p) ^{25}\text{Mg}$. Les calculs ont également été faits avec le potentiel B du deutéron et ont donné des résultats très voisins de ceux qui sont présentés fig. 20. L'accord de ces courbes calculées avec les points expérimentaux est satisfaisant pour le niveau fondamental, indiquant que cette réaction procède principalement par interaction directe, la valeur du moment orbital est $\ell_n = 0$. Pour le 1er niveau excité, les

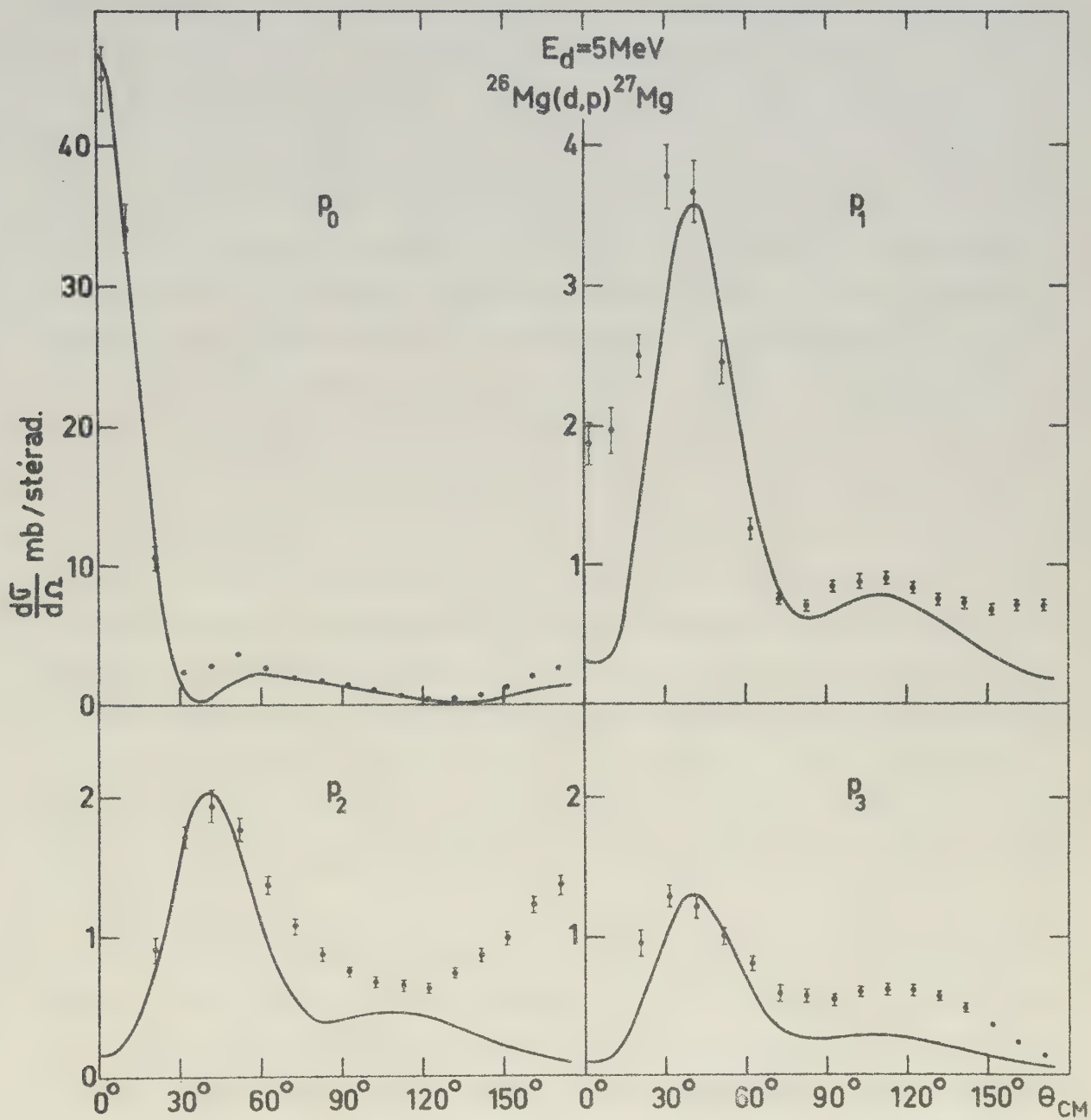


Fig. 20 : Sections efficaces différentielles de la réaction $^{26}\text{Mg}(d,p)^{27}\text{Mg}$ à $E_d = 5 \text{ MeV}$ pour le niveau fondamental et les niveaux excités à 0,984 - 1,69 et 1,94 MeV de ^{27}Mg .

valeurs calculées des sections efficaces ont sensiblement la même distribution angulaire que les sections efficaces mesurées ; mais les valeurs calculées sont plus faibles aux angles inférieurs à 30° et aux angles à l'arrière. Cette différence provient de ce qu'il n'a pas été tenu compte, dans ces calculs, de la contribution des sections efficaces par noyau composé. Le calcul, par la méthode de Hauser et Feshbach, de cette contribution n'a pas été possible à cause du grand nombre de voies ouvertes. En supposant que cette contribution soit isotrope et en ajustant son intensité, l'accord avec les sections efficaces mesurées aurait pu être légèrement amélioré ; mais nous n'avons pas appliqué ce procédé car il est clair que pour le deuxième niveau excité par exemple, une contribution isotrope n'expliquerait pas la forte remontée à l'arrière des sections efficaces mesurées. Les résultats expérimentaux relatifs au troisième niveau excité ont également été comparés aux valeurs calculées par la théorie des ondes distordues, bien que des mesures effectuées à plus haute énergie (Hi 58) aient montré que la contribution de noyau composé est prépondérante. Pour ce niveau nous avons adopté $J^{\pi} = 5/2^{+}$, déterminé par Glover (Gl 65) à partir de la réaction $^{25}\text{Mg} (t, p) ^{27}\text{Mg}$. Dans la réaction étudiée ici, cette valeur du moment angulaire total impose au moment orbital transféré la valeur $\ell_n = 2$.

Le tableau XIII présente les valeurs des moments angulaires orbitaux du neutron capturé et les facteurs spectroscopiques obtenus dans cette étude. Dans la dernière colonne figurent les valeurs déterminées par Silverstein et al. (Si 64) ; ces valeurs ne sont données qu'avec une incertitude de 50 % à cause de l'influence du rayon de coupure sur les valeurs calculées des sections efficaces. Compte tenu de cette incertitude nos valeurs sont en accord avec celles de Silverstein et al.

TABLEAU XIII

Energie du niveau	Q	J^{π}	ℓ_n	S	S^a
0	4,215	$1/2^+$	0	0,58	0,70
0,984	3,231	$3/2^+$	2	0,61	0,40
1,69	2,525	$5/2^+$	2	0,20	0,22
1,94	2,275	$5/2^+$	2		

S^a = valeurs de Silverstein et al. (Si 64)

5) Etude des rayonnements gamma de la réaction $^{26}\text{Mg} (d, p\gamma) ^{27}\text{Mg}$

L'étude des rayonnements gamma provenant de la désexcitation des niveaux de ^{27}Mg d'énergie inférieure à 3,8 MeV a été faite par Becker et al. (Be 64). Ces auteurs ont utilisé la réaction $^{26}\text{Mg} (d, p\gamma) ^{27}\text{Mg}$, à une énergie incidente $E_d = 2,8$ MeV, et ont déterminé, en particulier, les rapports d'embranchement des rayonnements gamma. Des corrélations angulaires protons-gamma ont été mesurées par Lacambra et al. (La 67) en partant de la même réaction à des énergies comprises entre 3 et 4,28 MeV. Ces corrélations angulaires ont été interprétées à l'aide de l'approximation de Born avec ondes planes.

Dans le présent travail, nous avons également étudié les corrélations angulaires protons-gamma relatives aux trois premiers niveaux excités de ^{27}Mg , mais par la méthode de Litherland et Ferguson (Li 61), en détectant les protons au voisinage de l'axe du faisceau.

Avant de faire ces mesures, nous avons déterminé les rapports d'embranchement pour ces trois niveaux, à une énergie incidente de 5 MeV. Dans ces mesures, décrites dans la deuxième partie de notre thèse, nous avons détecté les rayonnements gamma avec un cristal de NaI (T ℓ) de 5" x 6" placé à 3,5 cm de la cible. Les efficacités de ce cristal ont été calculées de la façon usuelle (Wo 56) et le rapport du pic photoélectrique au nombre de rayonnements gamma du pic total a été trouvé dans la référence Yo 66.

Les résultats d'une de ces mesures sont présentés sur la figure 21. Les courbes en pointillé correspondent aux coïncidences fortuites. Le taux de ces coïncidences fortuites par rapport au nombre total de coïncidences était inférieur à 10 % dans nos expériences. Outre les rayonnements

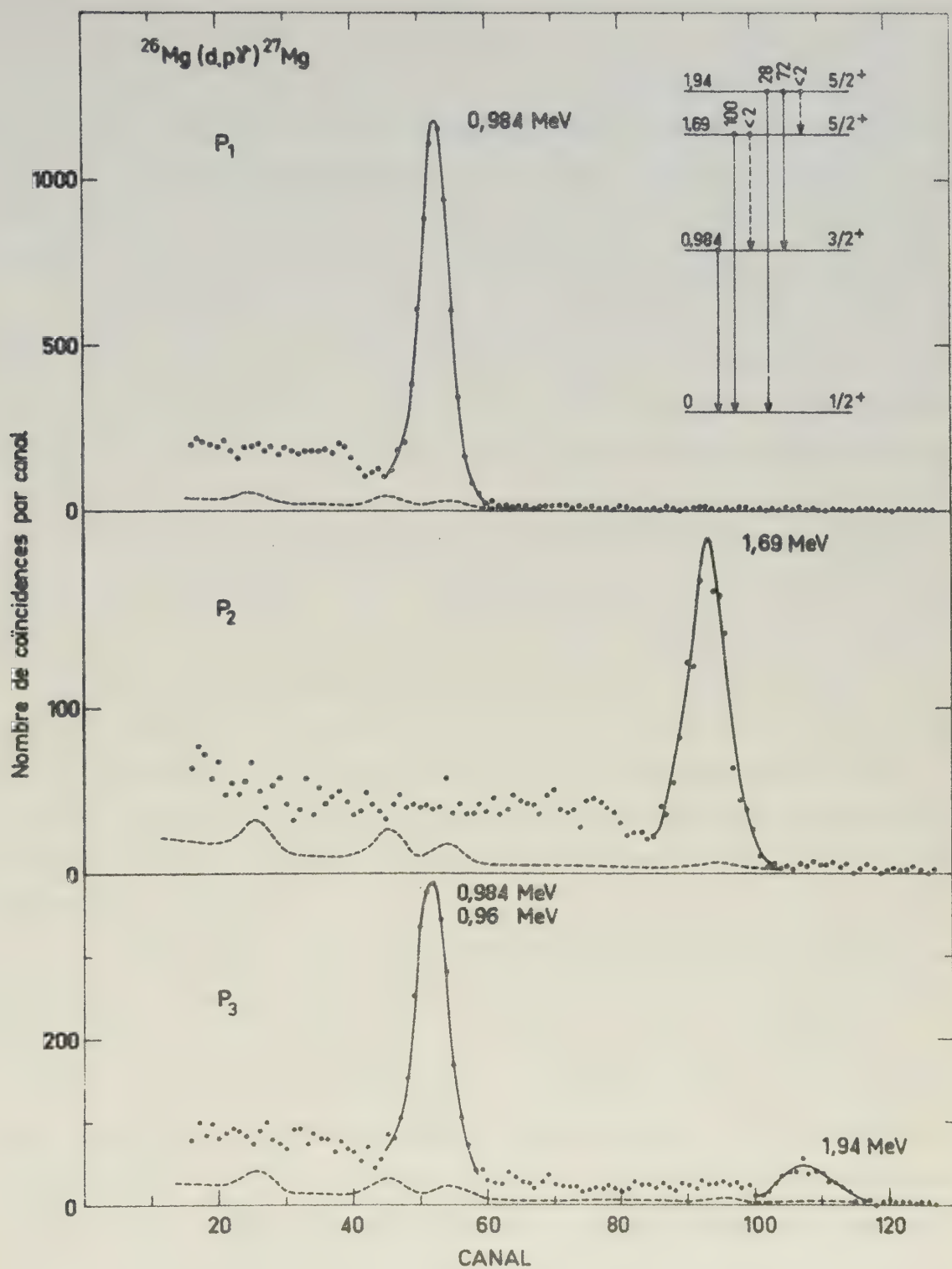


Fig. 21 : Rayonnements gamma en coïncidence avec les groupes de protons correspondant aux trois premiers niveaux excités de ^{27}Mg . Les courbes en pointillé représentent les coïncidences fortuites. $E_d = 5 \text{ MeV}$, $\theta_p = 40^\circ$.

gamma de désexcitation des niveaux de ^{27}Mg , le spectre direct présente aussi des rayonnements gamma de 1,013 MeV et 0,843 MeV provenant de la décroissance $^{27}\text{Mg} (\beta^-) ^{27}\text{Al}$, des rayonnements de 0,871 MeV provenant de la réaction $^{16}\text{O} (d, p\gamma) ^{17}\text{O}$ et des rayonnements de 0,511 MeV.

Sur la figure 21, la 2e partie correspond à la désexcitation du niveau de 1,69 MeV vers le niveau fondamental. Une transition éventuelle vers le niveau de 0,984 MeV n'a pas été observée. Nous avons déterminé qu'une telle transition correspond à un rapport d'embranchement inférieur à 2 %.

La 3e partie de la figure 21 montre la désexcitation du niveau de 1,94 MeV. Une transition éventuelle par le niveau de 1,69 MeV correspond à un rapport d'embranchement également inférieur à 2 %. Les rapports d'embranchement des transitions vers le niveau fondamental et vers le niveau de 0,984 MeV sont de $(28 \pm 3) \%$ et $(72 \pm 3) \%$. Dans la détermination de ces rapports, on a tenu compte de la contribution au pic de 1,94 MeV de la somme des impulsions relatives aux rayonnements gamma d'énergie 0,98 et 0,96 MeV. Ces résultats sont en accord avec ceux de Becker et al. (Be 64).

Nous avons également cherché à déterminer le caractère multipolaire de ces transitions. Le spectromètre magnétique à paires d'électrons que nous avons utilisé pour des mesures analogues (Wa 64) n'a pu être employé ici, car l'énergie des transitions en jeu est trop faible. Aussi avons-nous appliqué la méthode de Litherland et Ferguson (Li 61) et mesuré des corrélations angulaires proton-gamma pour les trois premiers niveaux excités de ^{27}Mg . Ces mesures ont été faites à 4 MeV et 4,8 MeV d'énergie incidente en détectant les particules avec une jonction annulaire entre 170° et 175° . Une mesure a également été effectuée avec

détection des particules à $0^\circ \pm 5^\circ$. Dans cette dernière mesure, le faisceau incident, d'énergie 5 MeV, était arrêté par un absorbant en tantale ; de ce fait, la résolution du spectre de particules ne permettait plus de séparer les groupes de protons correspondant aux 2e et 3e niveaux excités de ^{27}Mg et seule la corrélation angulaire pour le niveau de 0,984 MeV a pu être mesurée. Dans toutes ces mesures les angles de détection des rayonnements gamma étaient les suivants : 0° , 30° , 45° , 60° et 90° .

Ces corrélations angulaires ont été analysées en utilisant la méthode du χ^2 décrite par Poletti et Warburton (Po 65). Dans le cas présent, la valeur maximale du nombre quantique des sous-états magnétiques susceptibles d'être peuplés est $\alpha_{\text{max}} = 3/2$. Les corrélations angulaires théoriques dépendent alors d'un paramètre de population $P(1/2)$ et du coefficient de mélange multipolaire δ de la transition gamma. Goldfarb (Go 64) a également étudié l'interprétation théorique des corrélations angulaires pour les réactions d'interaction directe. Néanmoins, dans le cas présent, l'utilisation de la théorie donnée par Goldfarb ne simplifie pas l'interprétation des résultats expérimentaux. En effet, les valeurs non nulles des facteurs de population, déterminées par nos expériences, signifieraient que les potentiels d'interaction directe dépendent des spins. Mais nous avons vu que la réaction étudiée ne procède pas uniquement par interaction directe, particulièrement aux angles voisins de 180° et cette interprétation ne peut donc pas être retenue.

A cause des dimensions des compteurs, la détection des particules ne se fait pas exactement suivant l'axe du faisceau. Nous avons tenu compte de cet effet en donnant au paramètre de population $P(5/2)$ la valeur de 5 % pour les niveaux de spin supérieur ou égal à $5/2$.

Niveau de 0,984 MeV

La valeur $\ell_n = 2$ du moment orbital de transfert indique que pour ce niveau $J^\pi = 3/2^+$ ou $5/2^+$. La figure 22 montre les résultats de la corrélation angulaire relative à ce niveau. Cette figure et les figures suivantes se rapportent aux mesures effectuées à $E_d = 4,8$ MeV. La comparaison des données expérimentales avec un développement en polynômes de Legendre d'ordre maximum 2 a donné la valeur du coefficient $a_2 = -0,012 \pm 0,010$. Les deux autres mesures à $E_d = 4$ MeV et $E_d = 5$ MeV ont également donné des corrélations angulaires presque isotropes. L'analyse en χ^2 , faite pour les deux attributions $J = 3/2$ et $J = 5/2$, où la courbe en pointillé tient compte des dimensions finies du détecteur, montre clairement que la valeur $J = 5/2$ est à exclure, avec une probabilité d'erreur inférieure à 0,1 %. Mais cette analyse ne permet pas de déterminer la valeur du coefficient de mélange multipolaire δ , car les formules théoriques dépendent des deux paramètres δ et $P(1/2)$ et les données expérimentales ne donnent qu'une équation pour déterminer ces paramètres, puisque le développement en polynômes de Legendre s'arrête à l'ordre 2.

Nous avons alors analysé la corrélation angulaire mesurée avec détection des particules à 0° , à l'aide de la théorie des ondes distordues. Pour cette mesure, la valeur du coefficient du polynôme de Legendre d'ordre 2 est : $a_2 = +0,09 \pm 0,04$. En comparant cette valeur à l'expression théorique donnée par Satchler et Tobocman (Sa 60), on trouve la valeur : $\delta = 0,31 \pm 0,03$ pour le rapport des amplitudes $E2/M1$, avec la convention de signe de Litherland et Ferguson. Cette valeur est à comparer à celle déterminée par Locampra, par une analyse en ondes planes : $\delta \approx 0,18$. La différence entre ces deux valeurs montre bien

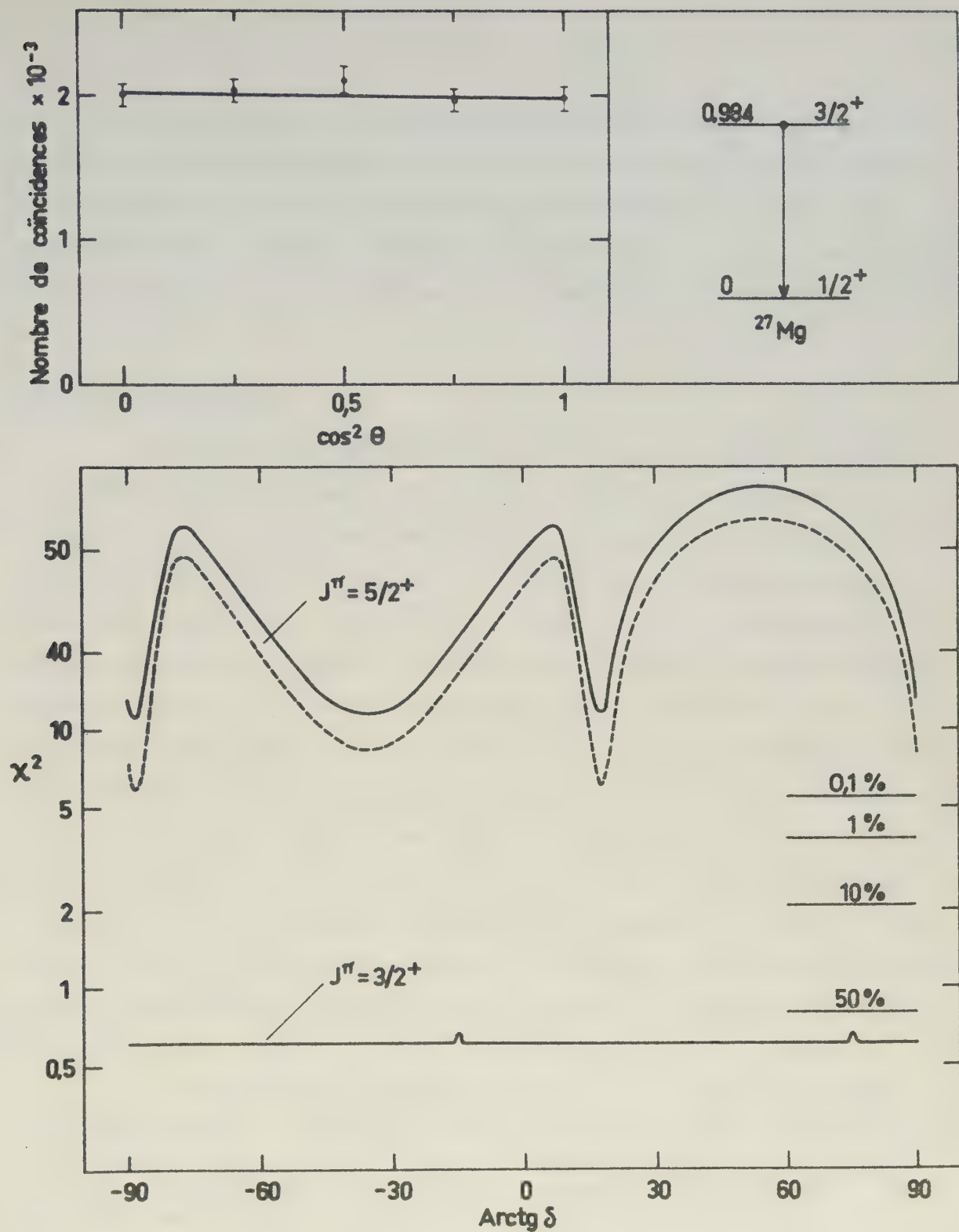


Fig. 22 : Transition 0,984 MeV $\rightarrow$ 0 dans ^{27}Mg : corrélation angulaire et analyse en χ^2 .

que ce genre d'analyse ne peut donner qu'une estimation de la valeur du coefficient de mélange multipolaire, surtout lorsque la réaction ne procède pas uniquement par interaction directe comme c'est le cas dans notre expérience, même à l'angle de 0° . Néanmoins, on peut conclure que ces deux valeurs de δ indiquent que la transition étudiée a un caractère M1 dominant.

Niveau de 1,69 MeV

Ici également, la valeur $\ell_n = 2$, indique que pour ce niveau $J^\pi = 3/2^+$ ou $5/2^+$. La figure 23 montre la corrélation angulaire expérimentale et la courbe correspondant à un développement en polynômes de Legendre limité à l'ordre 4. Les valeurs des coefficients du développement sont : $a_2 = 0,52 \pm 0,03$ et $a_4 = -0,29 \pm 0,02$. L'analyse en χ^2 permet d'exclure la valeur $J = 3/2$ avec une probabilité d'erreur largement inférieure à 0,1 %. La transition vers le niveau fondamental est donc de type E2 ou M3. Les valeurs du coefficient de mélange multipolaire données par l'analyse en χ^2 , où la courbe en pointillé tient compte des dimensions finies du compteur, sont situées dans les régions $\text{Arctg } \delta \approx 0^\circ$, $\text{Arctg } \delta \approx -75^\circ$ et $\text{Arctg } \delta \approx 30^\circ$ à 80° . Les deux dernières valeurs sont probablement à exclure, car le rapport des probabilités de transition, $T(M3)/T(E2)$, calculé avec ces valeurs est supérieur de 6 ordres de grandeur au rapport obtenu en estimant ces probabilités de transition en unités de Weisskopf (Wi 60).

La corrélation angulaire mesurée à $E_d = 4$ MeV a donné des résultats analogues. Les valeurs de δ déterminées dans ces deux mesures sont : $\delta = 0,08 \pm 0,04$ et $\delta = 0,02 \pm 0,08$ à $0,10$ ce qui indique que cette transition est de type E2 pur aux erreurs expérimentales près.

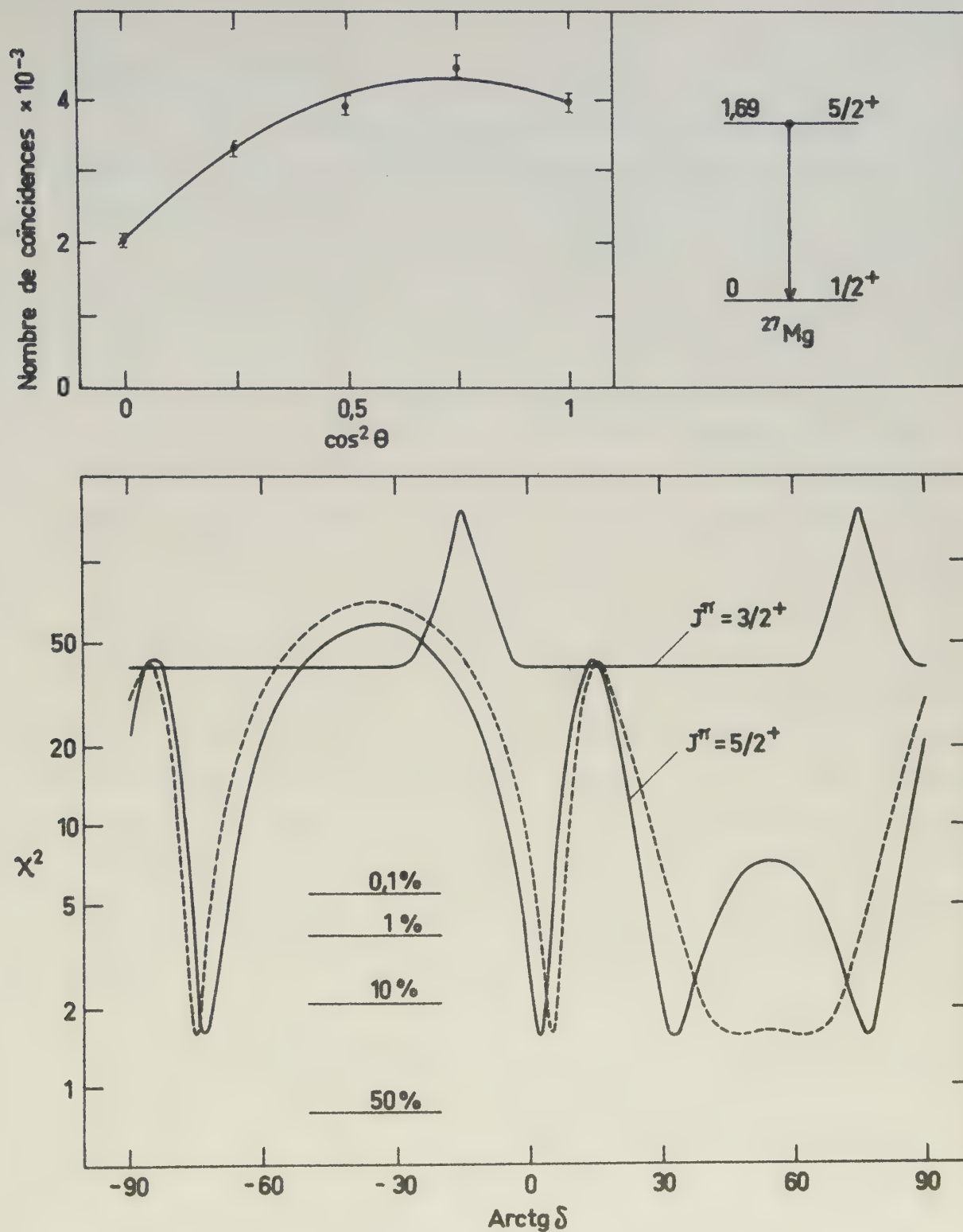


Fig. 23 : Transition 1,69 MeV $\rightarrow$ 0 dans ^{27}Mg : corrélation angulaire et analyse en χ^2 .

Niveau de 1,94 MeV

Pour ce niveau, deux corrélations angulaires distinctes ont été mesurées : celle de la transition directe vers le niveau fondamental et celle relative à la cascade par le premier niveau excité.

La figure 24 montre les résultats de la transition directe. Les erreurs expérimentales sont importantes à cause de la faible intensité des rayonnements gamma de 1,94 MeV. Le développement en polynômes de Legendre d'ordre 4 a donné les valeurs des coefficients : $a_2 = 0,42 \pm 0,12$ et $a_4 = 0,16 \pm 0,10$. Dans l'analyse en χ^2 nous avons représenté uniquement les courbes relatives à $J^\pi = 5/2^+$, valeurs déterminées par Glover (Gl 65). A cause des erreurs expérimentales, les valeurs du χ^2 sont faibles et ne permettent pas de déterminer le coefficient δ . Il est cependant probable que cette transition $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ soit de type E2 et un minimum du χ^2 au voisinage de $\delta = 0$ est bien observé.

La désexcitation par le 1er niveau excité a également été mesurée. Pour préciser la signification de la corrélation angulaire correspondante, nous désignerons par a, b et c les niveaux de 1,94 MeV, de 0,984 MeV et le niveau fondamental. Comme les énergies des transitions a - b et b - c sont très voisines, les rayonnements gamma correspondants ont été détectés simultanément. La corrélation angulaire expérimentale est alors la somme de deux corrélations distinctes dont l'expression théorique est (Po 65) :

$$W(\theta) = \sum_k \rho_k(a) F_k(ab) Q_k P_k(\cos\theta) + \sum_k \rho_k(a) U_k(ab) F_k(bc) Q_k P_k(\cos\theta)$$

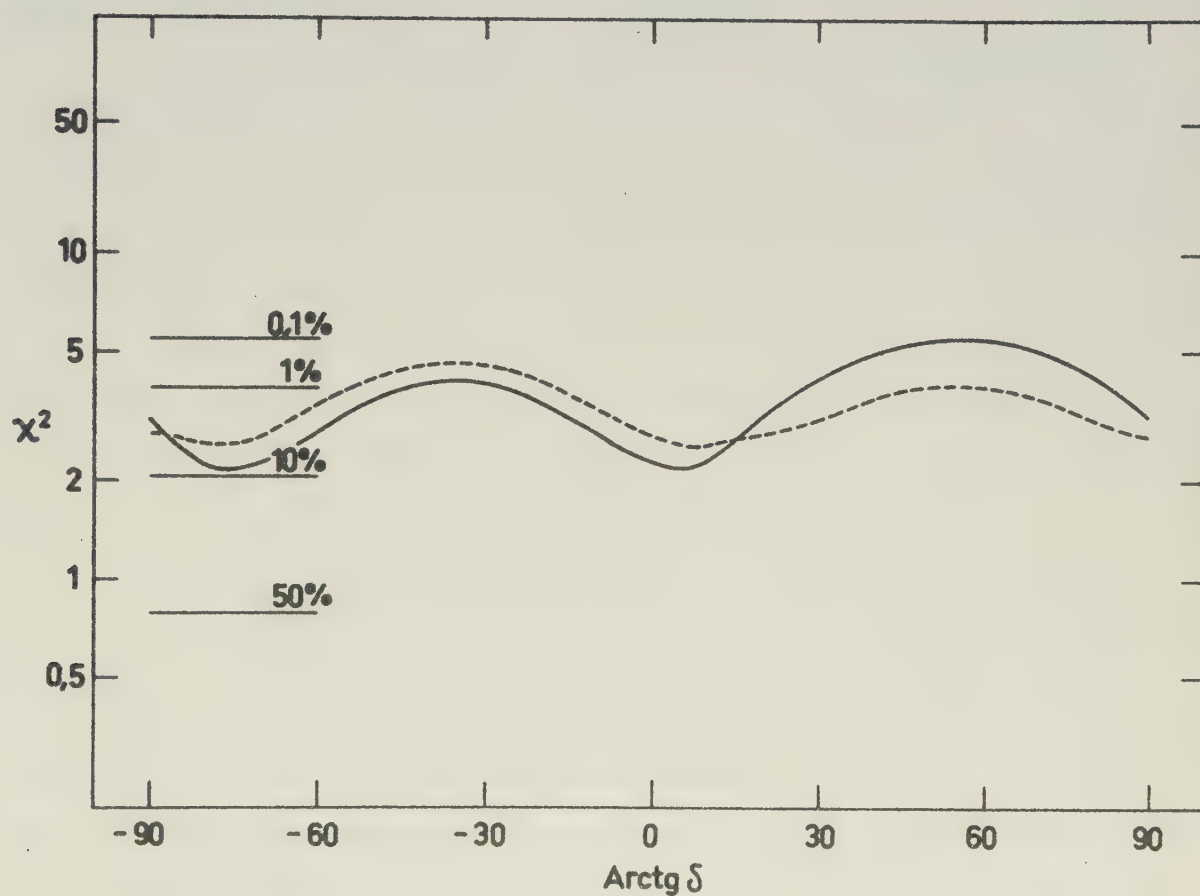
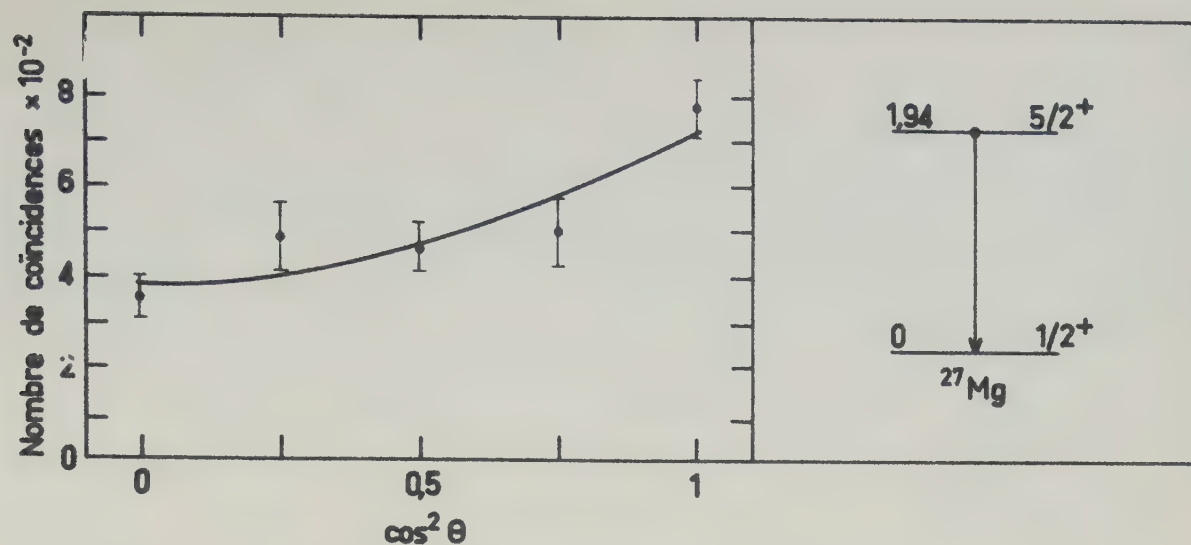


Fig. 24 : Transition 1,94 MeV $\rightarrow$ 0 dans ^{27}Mg : corrélation angulaire e analyse en χ^2 .

Le 1er terme correspond à la transition a - b et la somme sur k est limitée par $k = 4$ puisque le spin du niveau a est $5/2$. Le 2e terme est relatif à la transition b - c, observée indépendamment de la transition a - b ; la somme sur k s'arrête à $k = 2$ car les valeurs de $F_4(b, c)$ sont nulles puisque le spin de b est $3/2$. L'expression de $W(\theta)$ dépend de 3 paramètres : le facteur de population du niveau a et les deux coefficients de mélange multipolaire δ_{ab} et δ_{bc} des transitions a - b et b - c. Remarquons que la valeur de δ_{bc} a été estimée faible par l'étude de la corrélation angulaire correspondant au niveau b (0,984 MeV).

Une première analyse a été faite en comparant les données expérimentales et leur expression théorique par la méthode du χ^2 . Mais ce procédé n'a pas permis de déterminer les valeurs de δ_{ab} et δ_{bc} ; on a constaté en effet qu'un accord était possible dans une grande région du plan défini par les variables δ_{ab} et δ_{bc} .

Nous avons alors rassemblé toutes les données expérimentales et analysé simultanément les trois corrélations angulaires relatives :

- à la transition par cascade a - b - c
- à la transition directe a - c
- à la transition directe b - c

Le nombre des paramètres est alors de 5 : 2 paramètres de population P(a) et P(b) et 3 paramètres de mélange δ_{ab} , δ_{bc} et δ_{ac} . Les résultats de cette analyse, n'ont pas été concluants, en ce sens qu'un accord avec les données expérimentales était possible dans des domaines très étendus de l'hyperplan défini par les trois coefficients de mélange multipolaire. La raison en est que la corrélation angulaire relative à la transition b - c est presque isotrope et apporte donc peu d'informations alors qu'elle introduit un paramètre de population supplémentaire.

La méthode finalement retenue a consisté à tenir compte uniquement des transitions expérimentales venant du niveau de 1,94 MeV :

- une transition par cascade a - b - c
- une transition directe a - c

Le nombre des paramètres théoriques est alors de 4 : un paramètre de population relatif au niveau a et les 3 coefficients δ_{ab} , δ_{ac} et δ_{bc} . A cela viennent s'ajouter les intensités inconnues des transitions a - c et a - b - c. La méthode d'analyse, décrite dans l'appendice, consiste à rechercher les valeurs des intensités et du paramètre de population qui donnent le meilleur accord avec les données expérimentales, et ceci en fixant les valeurs de δ_{ab} , δ_{bc} et δ_{ac} . Pratiquement nous avons procédé à une exploration de l'espace des δ avec un pas de 5° pour $\text{Arctg } \delta_{ac}$ et de 1° pour les deux autres coefficients. Nous avons également tenu compte de la symétrie par rapport à l'axe $\text{Arctg } \delta_{bc} = 60^\circ$ qui provient de la valeur $J = 3/2$ du niveau b.

Un résultat typique de cette analyse est présenté sur la figure 25. La corrélation angulaire expérimentale a - b - c est analysée en polynômes de Legendre dont les coefficients sont : $a_2 = -0,156 \pm 0,016$ et $a_4 = +0,024 \pm 0,016$. La partie inférieure de la figure donne les valeurs de $\text{Arctg } \delta_{ab}$ et $\text{Arctg } \delta_{bc}$ (zone hachurée), où un accord avec l'expérience a été trouvé avec une probabilité d'erreur inférieure à 1 %. Cette figure est relative à la valeur $\delta_{ac} = 0$. Les autres valeurs de δ_{ac} donnent cependant des résultats très semblables. En effet, la corrélation angulaire de la transition a - c est entachée d'erreurs expérimentales importantes et la valeur de δ_{ac} n'est donc pas déterminée avec précision. D'autre part, à cause de l'anisotropie peu marquée de la corrélation angulaire a - b - c, les valeurs de δ_{ab} et δ_{bc} compatibles avec les données expérimentales ne peuvent pas être déterminées avec précision.

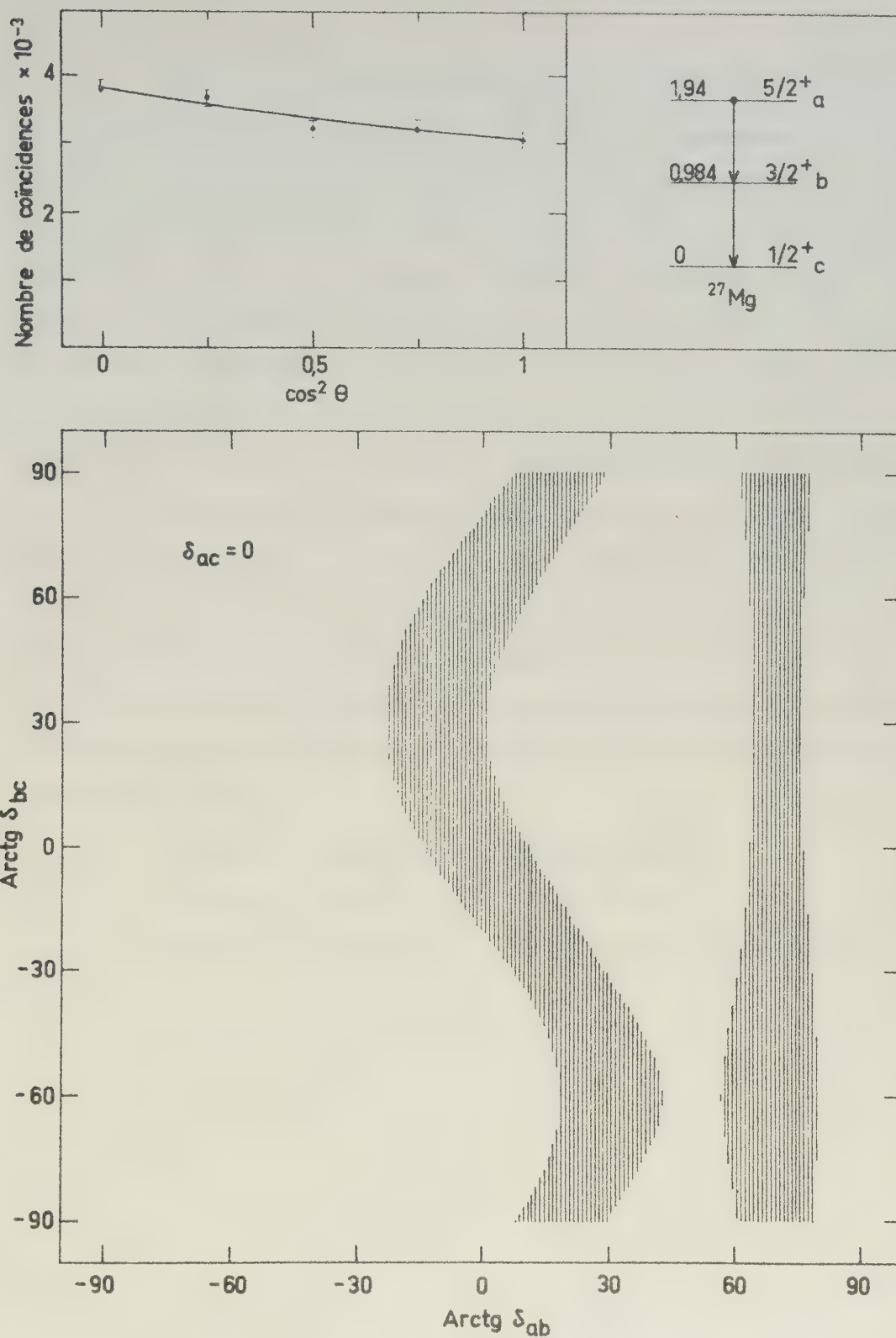


Fig. 25 : Corrélations angulaires relatives aux transitions 1,94 MeV $\rightarrow$ 0,984 MeV et 0,984 MeV $\rightarrow$ 0 dans ^{27}Mg . Analyse en χ^2 des corrélations angulaires correspondant aux transitions de désexcitation du niveau à 1,94 MeV.

Nous avons montré, au début de ce paragraphe, que la transition b - c entre le niveau de 0,984 MeV et le niveau fondamental, est principalement de type M1. La valeur de δ_{bc} est donc voisine de 0, et les valeurs de δ_{ab} sont alors situées dans les régions $\text{Arctg } \delta_{ab} \approx 0^\circ$ et $\text{Arctg } \delta_{ab} \approx 70^\circ$. La deuxième région correspond à $\delta_{ab}^2 \approx 14$; par contre le rapport des probabilités de transition $T(E2)/T(M1)$, calculé en unités de Weisskopf, a pour valeur $2 \cdot 10^{-4}$. Cette valeur $\delta_{ab}^2 \approx 14$ est donc improbable et la transition a - b du niveau de 1,94 MeV vers le niveau de 0,98 MeV a certainement un caractère M1 prédominant.

L'analyse des distributions angulaires des protons et celle des corrélations angulaires proton-gamma a permis de confirmer les valeurs $J^\pi = 3/2^+$ et $5/2^+$ pour les moments angulaires et les parités des niveaux de 0,98 MeV et de 1,69 MeV. La transition (1,69 MeV $\rightarrow$ 0) est de type E2 pur. Les coefficients de mélange multipolaire des autres transitions observées n'ont pas pu être déterminés avec précision, mais leur caractère dominant est :

M1 pour la transition (0,984 MeV $\rightarrow$ 0)

E2 pour la transition (1,94 MeV $\rightarrow$ 0)

M1 pour la transition (1,94 MeV $\rightarrow$ 0,984 MeV).

CONCLUSION

Dans le présent travail nous avons mesuré les sections efficaces de réactions $(p,p) - (p,p') - (d,d)$ et (d,p) sur les isotopes ^{24}Mg , ^{25}Mg et ^{26}Mg . L'analyse des distributions angulaires de ces sections efficaces a été faite à l'aide du modèle optique pour les mesures de diffusion élastique et, dans le cas de la diffusion $^{25}\text{Mg} (p,p) ^{25}\text{Mg}$, il a été nécessaire de tenir compte de la contribution de noyau composé. Les calculs de noyau composé, effectués par la méthode de Hauser et Feshbach, ont montré qu'un accord satisfaisant avec les données expérimentales pouvait être obtenu, à condition de tenir compte de la fluctuation de largeur des niveaux du noyau composé. Néanmoins, les grandeurs des sections efficaces de diffusion inélastique, calculées par cette méthode, sont supérieures aux valeurs expérimentales et ceci est probablement dû à l'emploi de potentiels optiques sphériques. Les réactions (d,p) sur les noyaux ^{24}Mg et ^{26}Mg ont été analysées à l'aide de la théorie des ondes distordues. Cette analyse a montré que le mécanisme d'interaction directe ne suffisait pas toujours à expliquer les distributions angulaires expérimentales, mais le calcul de la contribution de noyau composé n'a pas été possible à cause du grand nombre de voies ouvertes.

Certaines de ces réactions ont également été étudiées d'un point de vue statistique, en analysant, par la théorie d'Ericson, les fluctuations des sections efficaces en fonction de l'énergie. Ces mesures ont permis de déterminer la largeur moyenne des niveaux du noyau composé ^{26}Al et des paramètres statistiques tels que le nombre effectif de voies contribuant à chaque réaction. Dans cette étude les contributions des sections efficaces d'interaction directe avaient pour effet d'atténuer l'amplitude

des fluctuations et nous en avons tenu compte dans l'interprétation des résultats.

Nous nous sommes également intéressés aux rayonnements gamma de désexcitation des niveaux de ^{27}Mg situés à 0,984 MeV, 1,69 MeV et 1,94 MeV. Les mesures de coïncidences entre les protons alimentant ces niveaux atteints par la réaction $^{26}\text{Mg} (d, p \gamma) ^{27}\text{Mg}$ et les rayonnements gamma ont permis de déterminer les valeurs des rapports d'embranchement. Enfin, l'analyse des distributions angulaires des protons et l'étude des corrélations angulaires proton-gamma par la méthode de Litherland et Ferguson ont permis de confirmer les valeurs du moment angulaire total et de la parité pour le niveau de 0,984 MeV : $J^\pi = 3/2^+$ et pour le niveau de 1,69 MeV : $J^\pi = 5/2^+$. Des informations ont également été obtenues sur le caractère multipolaire des transitions gamma provenant de ces deux niveaux et du niveau de 1,94 MeV.

APPENDICE

Problème de moindres carrés

L'analyse des corrélations angulaires expérimentales, décrite dans la dernière partie, nous a amenés à résoudre le problème suivant : trouver le minimum de la quantité

$$f = \sum_{k=1}^2 \sum_i P_k^i (Y_{\exp_k}^i - Y_{\text{théor}_k}^i)^2$$

avec $Y_{\text{théor}_k}^i = I_k (A_k^i x + B_k^i)$ pour $k = 1, 2$

Les facteurs A_k^i et B_k^i dépendent des coefficients δ de mélange multipolaire. Les inconnues du problème sont x et I_k ($k = 1, 2$).

Nous avons adopté une méthode de calcul par itération. En partant de valeurs initiales I_k^0 , on détermine d'abord la valeur x^0 qui est solution de l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial x} f(x, I_k^0) = 0$$

et on calcule la quantité $f^0 = f(x^0, I_k^0)$. Puis on détermine de nouvelles valeurs I_k^1 en résolvant les deux équations :

$$\frac{\partial}{\partial I_k} f(x^0, I_k) = 0 \quad \text{pour } k = 1, 2$$

Ces nouvelles valeurs servent de point de départ à l'itération suivante, où l'on détermine x^1 puis $f^1 = f(x^1, I_k^1)$ et ainsi de suite. Le calcul est arrêté lorsque les valeurs f^n ne décroissent plus.

Convergence

On peut établir la relation :

$$f^{n+1} - f^n = - \sum_{k=1}^2 (I_k^{n+1} - I_k^n)^2 \times \sum_i p_k^i (A_k^i x^n + B_k^i)^2 \\ - (x^{n+1} - x^n)^2 \sum_{k=1}^2 (I_k^{n+1})^2 \sum_i p_k^i (A_k^i)^2$$

qui montre que $f^{n+1} \geq f^n$; l'égalité correspondant à la solution cherchée. Comme $f^n \geq 0$ la convergence du procédé est donc assurée. Ceci peut également se voir en étudiant la convexité de la fonction $f(x, I_k)$.

Bien que f soit une forme quadratique par rapport à chacune des variables, nous avons constaté que la convergence n'est que du premier ordre. Néanmoins, ce procédé de calcul est plus rapide que la méthode de minimisation par gradients conjugués. Le temps de calcul est de 0,07 sec et nous a permis d'effectuer ces calculs pour un grand nombre de valeurs des coefficients de mélange multipolaire δ et de déterminer ainsi les valeurs de δ donnant le meilleur accord avec les données expérimentales.

BIBLIOGRAPHIE

- Ad 64 B. ADAM, Y. CASSAGNOU, I. IORI, M. MERMAZ, C. LEVI et L. PAPINEAU, C. R. du Congrès Intern. de Phys. Nucl., Paris 1964 Vol. II, p. 746.
- Al 64 B.W. ALLARDYCE, W.R. GRAHAM et I. HALL, Nucl. Phys. 52, 239 (1964)
- Ba 62 R.H. BASSEL, R.M. DRISKO et G.R. SATCHLER, The distorted-wave theory of direct nuclear reactions, Oak Ridge National Laboratory, 1962.
- Ba 66 J. BAR-TOUV et I. KELSON, Phys. Rev. 142, 599 (1966)
- Ba 66a G. BASSANI, Y. CASSAGNOU, C. LEVI, M. MERMAZ, L. PAPINEAU et G. PAPPALARDO, Suppl. au Journ. de Phys. 27, C1-141 (1966)
- Be 64 J.A. BECKER, G.E. MITCHELL et P.F. DONOVAN, Phys. Rev. 135, B587 (1964)
- Bj 58 F. BJORKLUND et S. FERNBACH, Phys. Rev. 109, 1295 (1958)
- Bl 52 J.M. BLATT et L.C. BIEDENHARN, Rev. Mod. Phys. 24, 258 (1952)
- Bl 52a J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, New-York 1952, p. 361.
- Br 63 D.M. BRINK et R.O. STEPHEN, Phys. Lett. 5, 77 (1963)
- Br 64 P. von BRENTANO, J. ERNST, O. HAUSSER, T. MAYER-KUCKUK, A. RICHTER et W. von WITSCH, Phys. Lett. 9, 48 (1964).
- Br 64a D.M. BRINK, R.O. STEPHEN et N.W. TANNER, Nucl. Phys. 54, 577 (1964)

- Br 64b D.M. BRINK, Les mécanismes des réactions nucléaires, Lausanne 1964, p. 11.
- Bu 51 S.T. BUTLER, Proc. Roy. Soc. A208, 559 (1951)
- Bu 60 B. BUCK, R.N. MADDISON et P.E. HODGSON, Phil. Mag. 5, 1181 (1960)
- Bu 61 B. BUCK et P.E. HODGSON, Phil. Mag. 6, 1371 (1961)
- Bu 62 B. BUCK, Phys. Rev. 127, 940 (1962)
- Bu 62a B. BUCK et P.E. HODGSON, Nucl. Phys. 29, 496 (1962)
- Bu 63 B. BUCK, Phys. Rev. 130, 712 (1963)
- Bu 63a B. BUCK, A.P. STAMP et P.E. HODGSON, Phil. Mag. 8, 1805 (1963)
- Co 54 B.L. COHEN, H.L. REYNOLDS et A. ZUCKER, Phys. Rev. 96, 1617 (1954)
- Da 65 P.J. DALLIMORE et I. HALL, Phys. Lett. 18, 138 (1965)
- De 65 G. DEARNALEY, W.R. GIBBS, R.B. LEACHMAN et P.C. ROGERS, Phys. Rev. 139, B1170 (1965)
- En 67 P.M. ENDT et C. van der LEUN, Nucl. Phys. A105, 1 (1967)
- Er 63 T. ERICSON, Ann. of Phys. 23, 390 (1963) ; Phys. Lett. 4, 258 (1963)
- Er 66 T. ERICSON et T. MAYER-KUCKUK, Ann. Rev. of Nucl. Science 16, 183 (1966)
- Fe 54 H. FESHBACH, C.E. PORTER et V.F. WEISSKOPF, Phys. Rev. 96, 448 (1954)
- Fe 65 P. FESSENDEN, W.R. GIBBS et R.B. LEACHMAN, Phys. Rev. Lett. 15, 796 (1965)

- Fo 49 L. FOX et E.T. GOODWIN, Proc. Camb. Phil. Soc. 45, 373 (1949)
- Ga 66 A. GALLMANN, F. HAAS et N. BALAUX, Phys. Rev. 151, 735 (1966)
- Ga 66a A. GALLMANN, P. WAGNER, G. FRANCK, D. WILMORE et P.E. HODGSON, Nucl. Phys. 88, 654 (1966)
- Ga 66b A. GALLMANN, P. WAGNER et P.E. HODGSON, Nucl. Phys. 88, 675 (1966)
- Gi 65 W. R. GIBBS, Phys. Rev. 139, B1185 (1965)
- Gi 65a A. GILBERT et A.G.W. CAMERON, Can. J. Phys. 43, 1446 (1965)
- Gi 67 W.R. GIBBS, Phys. Rev. 153, 1206 (1967)
- Gl 65 R.N. GLOVER, Phys. Lett. 16, 147 (1965)
- Go 62 S. GORODETZKY, G. BASSOMPIERRE, C. St. PIERRE, P. WAGNER et A. GALLMANN, Direct Interactions and Nucl. React Mech., New-York 1962, p. 558.
- Go 63 S. GORODETZKY, G. BASSOMPIERRE, C. St. PIERRE, A. GALLMANN et P. WAGNER, Nucl. Phys. 43, 92 (1963)
- Go 64 L.J.B. GOLDFARB, Nucl. Phys. 57, 4 (1964)
- Ha 52 W. HAUSER et H. FESHBACH, Phys. Rev. 87, 366 (1952)
- Hi 58 S. HINDS, R. MIDDLETON et G. PARRY, Proc. Phys. Soc. 71, 49 (1958)
- Ho 63 P.E. HODGSON, The optical model of elastic scattering, Oxford 1963
- Ke 64 I. KELSON et C.A. LEVINSON, Phys. Rev. 134, B269 (1964)

- La 57 A.M. LANE et J. E. LYNN, Proc. Phys. Soc. A70, 557 (1957)
- La 67 J.M. LACAMBRA, D.R. TILLEY et N.R. ROBERSON, Nucl. Phys. A92, 30 (1967)
- La 68 C.M. LAMBA, N. SARMA, N.S. THAMPI, D.K. SOOD et V.K. DESHPANDE, Nucl. Phys. A110, 111 (1968)
- Li 61 A.E. LITHERLAND et A.J. FERGUSON, Can. J. Phys. 39, 788 (1961)
- Lu 57 C.R. LUBITZ, Num. table of Butler-Born approx. stripping cross-sections, Michigan 1957.
- Ma 62 R.N. MADDISON, Proc. Phys. Soc. 79, 264 (1962)
- Ma 64 T. MAYER-KUCKUK, Nuclear structure and nuclear reactions, Herceg-Novı lectures 1964, Vol. II, p. 167.
- Me 61 M.A. MELKANOFF, D.S. SAXON, J.S. NODVIK et D.G. CANTOR, A Fortran program for elastic scattering analyses with the nuclear optical model, University of California Press 1961.
- Me 66 M. MERMAZ, Thèse, Paris 1966.
- Mi 62 R. MIDDLETON et S. HINDS, Nucl. Phys. 34, 404 (1962)
- Mo 64 P.A. MOLDAUER, Rev. Mod. Phys. 36, 1079 (1964)
- Mo 64a P.A. MOLDAUER, Phys. Rev. 135, B642 (1964)
- Ol 66 J.W. OLNESS et E.K. WARBURTON, Phys. Rev. 151, 792 (1966)
- Pa 64 L. PAPINEAU, Nuclear Structure and Nuclear Reactions, op. cit. p. 243.
- Pa 64a L. PAPINEAU, Nuclear Structure and Nuclear Reactions, op. cit. p. 257.

- Pe 63 F.G. PEREY, Phys. Rev. 131, 745 (1963)
- Po 56 C.E. PORTER et R.G. THOMAS, Phys. Rev. 104, 483 (1956)
- Po 64 C.E. PORTER, Rev. Mod. Phys. 36, 1094 (1964)
- Po 65 A.R. POLETTI et E.K. WARBURTON, Phys. Rev. 137, B 595 (1965)
- Ro 53 M.E. ROSE, Phys. Rev. 91, 610 (1953)
- Sa 60 G.R. SATCHLER et W. TOBOCMAN, Phys. Rev. 118, 1566 (1960)
- Sa 64 G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. 55, 1 (1964)
- Si 64 J. SILVERSTEIN, L.J. LIDOFISKY, G.E. MITCHELL et R.B. WEINBERG, Phys. Rev. 136, B 1703 (1964)
- St 63 R.O. STEPHEN, Clarendon Laboratory Report, Oxford 1963
- Te 64 G.M. TEMMER, Phys. Rev. Lett. 12, 330 (1964)
- To 55 W. TOBOCMAN et M.H. KALOS, Phys. Rev. 97, 132 (1955)
- To 59 W. TOBOCMAN, Phys. Rev. 115, 98 (1959)
- Tu 65 A.B. TUCKER, J.T. WELLS et W.E. MEYERHOF, Phys. Rev. 137, B 1181 (1965)
- Wa 64 E.K. WARBURTON, D.E. ALBURGER, A. GALLMANN, P. WAGNER et L.F. CHASE Jr., Phys. Rev. 133, B 42 (1964)
- We 64 R.B. WEINBERG, G.E. MITCHELL et L.J. LIDOFISKY, Phys. Rev. 133, B 884 (1964)
- Wi 60 D.H. WILKINSON, Nuclear Spectroscopy, part B, New-York 1960, p. 852
- Wi 64 B.H. WILDENTHAL, R.W. KRONE et F.W. PROSSER Jr., Phys. Rev. 135, B 680 (1964)

- Wi 64a D. WILMORE et P.E. HODGSON, Nucl. Phys. 55, 673 (1964)
- Wi 66 D. WILMORE, Atlas Laboratory Programme Report n° 2,
Harwell 1966
- Wo 56 E.A. WOLICKI, R. JASTROW et F.BROOKS, Calculated effic.,
of NaI Cryst., Nav. Res. Lab. Report n° 4833, 1956
- Yo 66 F.C. YOUNG, H.T. HEATON, G.W. PHILLIPS, P.D. FORSYTH
et J.B. MARION, Nucl. Inst. and Meth. 44, 109 (1966)

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur le Professeur S. Gorodetzky, Directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires de Strasbourg, de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance. Depuis mon entrée dans son laboratoire, il a suivi avec intérêt le progrès de mes recherches et n'a cessé de m'encourager tout au long de ce travail.

Les expériences décrites dans cette thèse ont été réalisées sous la direction et avec la collaboration de Monsieur A. Gallmann, Professeur à l'Université de Strasbourg. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude pour ses conseils et ses encouragements.

De nombreux résultats expérimentaux ont été interprétés avec la collaboration de Monsieur P. E. Hodgson, Professeur à l'Université d'Oxford, que je remercie de ses précieux conseils et suggestions.

Je voudrais remercier Messieurs G. Monsonogo, Professeur à l'Université de Strasbourg, et A. Knipper, Maître de Recherche au C. N. R. S. avec qui j'ai eu des discussions très fructueuses.

Je remercie Monsieur A. Coche, Professeur à l'Université de Strasbourg, et Monsieur Siffert de m'avoir fourni généreusement les premiers détecteurs à structure n-i-p pour ces expériences.

Je suis très reconnaissant à Monsieur Piepenbring et aux chercheurs du groupe Gallmann, en particulier Monsieur Fintz, avec qui j'ai eu des discussions très profitables. Monsieur Franck a collaboré à une partie de mon travail et je le remercie de son aide.

Toute la partie technique de ce travail a été réalisée grâce au concours de Monsieur Molinari et des collaborateurs techniques du groupe. Je les en remercie tout spécialement.

Je remercie Monsieur Letournel et l'équipe du Van de Graaff ainsi que Monsieur Muser et le personnel du service électronique auxquels j'ai pu faire appel à tout moment.

Les discussions que j'ai eues avec Messieurs Brenet, Françon et Thomann m'ont été d'une grande utilité pour les calculs numériques. Je les en remercie très vivement.

Qu'il me soit permis d'évoquer ici la disparition tragique de Monsieur Goetz, ressentie douloureusement par tous. Son expérience jointe à une grande amabilité m'ont permis de résoudre de nombreux problèmes matériels.

Mesdemoiselles Gross et Huot ainsi que Mesdames Gangloff et Haenel ont assuré la présentation matérielle de ce travail et je les en remercie.

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>I CONSIDERATIONS THEORIQUES</u>	
1) Le modèle optique et la diffusion élastique directe	4
a) Calcul des sections efficaces	4
b) Techniques numériques	7
c) Optimisation des paramètres	10
2) L'approximation DWBA pour les réactions de stripping A (d,p) B	12
3) La théorie de Hauser et Feshbach	20
4) Fluctuations des sections efficaces	24
a) Fluctuations sans effets de moment angulaire	25
b) Fluctuations avec effets de moment angulaire et contribution d'interaction directe	29
5) Corrélations angulaires particules-gamma avec détection des particules suivant l'axe du faisceau	32
<u>II DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET MESURES</u>	
1) Cibles	35
2) Appareillage	38
3) Détecteurs de particules	40
4) Description des expériences	41

III INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

1) Analyse des réactions $^{25}\text{Mg} (p,p) ^{25}\text{Mg}$ et $^{25}\text{Mg} (p,p') ^{25}\text{Mg}$	50
2) Analyse de la réaction $^{24}\text{Mg} (d,p) ^{25}\text{Mg}$	61
3) Fluctuations des sections efficaces de ces réactions	64
a) Diffusion élastique $^{25}\text{Mg} (p,p) ^{25}\text{Mg}$ entre 4,86 MeV et 5,16 MeV	65
b) Diffusion inélastique $^{25}\text{Mg} (p,p') ^{25}\text{Mg}$ et réaction $^{24}\text{Mg} (d,p) ^{25}\text{Mg}$	74
4) Analyse des réactions $^{26}\text{Mg} (d,d) ^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Mg} (d,p) ^{27}\text{Mg}$	79
5) Etude des rayonnements gamma de la réaction $^{26}\text{Mg} (d,py) ^{27}\text{Mg}$	83
 <u>CONCLUSION</u>	 92
 APPENDICE	 94
 BIBLIOGRAPHIE	 96

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

LES ÉTATS ISOBARIQUES ANALOGUES

Strasbourg, le 1^{er} Avril 1968

Le Président du Jury,

S. GORODETZKY

Vu et permis d'imprimer

Strasbourg, le 2 Avril 1968

Le Doyen,

Pour le Doyen l'Assesseur,

J. BRENET

